

SERIE A, n°
N° D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

DEBRAY Josette

1^{re} THESE. — "Etude des annihilations $\bar{p}p \rightarrow 2\pi_2^+\pi^-(\pi^0)$
à 3.6 GeV/c .

Soutenues le 24.11.70 devant la Commission d'examen.

MM. P. FALK-VAIRANT

Président.

B. DIU

Mme J. LABERRIGUE-FROLOW

M. B. FRENCH

} *Examineurs.*

SERIE A, N°
N° D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

DEBRAY Josette

1^{re} THESE. — "Etude des annihilations $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+\pi^-(\pi^0)$
à 3.6 GeV/c .

Soutenues le 24.11.70 devant la Commission d'examen.

MM. P. FALK-VAIRANT

Président.

B. DIU

Mme J. LABERRIGUE-FROLOW

M. B. FRENCH

} *Examineurs.*



R E M E R C I E M E N T S

Je remercie Monsieur le Professeur J. TEILLAC de m'avoir offert les moyens d'effectuer ce travail en me recevant dans son laboratoire.

Madame J. LABERRIGUE-FROLOW m'y a accueillie et je la remercie vivement de la sympathie et de l'intérêt qu'elle m'a toujours témoignés.

Je remercie Messieurs T.P. YIOU et C. de la VAISSIERE pour leur collaboration tout au long de cette expérience dont tous deux ont su extraire la matière d'un très bon travail.

Parmi tous ceux qui m'ont apporté leur aide matérielle, je remercie plus particulièrement Mademoiselle M. HORRUT qui a toujours fort bien accompli des tâches aussi lourdes que variées. Je remercie aussi Madame S. OURGANT et Monsieur D. CONROUX qui ont assumé avec beaucoup de gentillesse la charge délicate de la production auprès de la calculatrice. Enfin je veux dire à Messieurs GHAZZALI, SOR, SCHREIBER et WARME combien j'ai toujours apprécié leur travail et leur conscience.

Les remerciements que j'adresse à Madame M. RUMPF vont certes à la personne très compétente dont j'ai abondamment sollicité les conseils, mais plus encore à l'amie de longue date dont l'affection m'a été infiniment précieuse.

A nos amis étrangers, J. BARTKE et J. DANYSZ, je suis reconnaissante des conseils qu'ils nous ont prodigués. Plus encore, je remercie Monsieur J. LOSKIEWICZ de m'avoir stimulée par ses encouragements amicaux. A Monsieur B. FRENCH dont j'admire beaucoup l'enthousiasme, j'adresse mes remerciements pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

Je remercie Monsieur le Professeur P. FALK-VAIRANT de m'avoir conseillée et d'avoir accepté la présidence de cette thèse. Je remercie aussi Monsieur le Professeur B. DIU qui m'a éclairée sur quelques points de théorie avec beaucoup d'amabilité et de pédagogie.

Je n'oublie nullement ceux dont je ne cite pas les noms ici et les remercie tous de l'aide matérielle ou morale qu'ils m'ont fournie en différentes circonstances.

C'est en qualité d'attachée de recherche au CNRS que j'ai réalisé cette étude.

INTRODUCTION

La première expérience d'annihilation d'antiprotons dans la matière a maintenant treize ans et les données que l'on possède sur les interactions antiproton-proton sans production de particules étranges couvrent une gamme d'impulsions allant de 0 à 7 GeV/c. Elles concernent un large éventail de multiplicités (2 à 9) et les états finals proviennent soit d'annihilations de type $\bar{p}p \rightarrow n\pi$, soit, au-delà de 1.3 GeV/c, d'interactions de type $\bar{p}p \rightarrow NN + n\pi$ dans lesquelles le nucléon et l'antinuécléon initiaux subsistent.

Parmi ces dernières, les statistiques disponibles ont permis à différentes impulsions, l'étude approfondie de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ qui est caractérisée, dès 2.5 GeV/c, par une production abondante d'isobares et antiisobares et que les modèles à échange d'un pion permettent alors de décrire assez correctement. Par contre, à l'exception de l'interaction $\bar{p}p$ au repos, les résultats des annihilations, réactions particulières dans lesquelles les particules de l'état initial disparaissent, n'ont, jusqu'à une date assez récente, été expliqués que de façon partielle et souvent même qualitative. Les premières prévisions théoriques satisfaisantes concernant un ensemble de quantités physiques variées sont apparues avec un modèle de type Regge qui a permis d'étudier enfin les annihilations dans le cadre d'une théorie générale des interactions fortes.

Les résultats que nous allons présenter plus loin sont relatifs aux annihilations $\bar{p}p$ en quatre et cinq pions à 3.6 GeV/c, impulsion que l'on peut qualifier d'intermédiaire. D'une part, la production des résonances, très élevée à basse énergie, y est encore importante ; d'autre part on se trouve, le nombre des pions de l'état final n'étant pas très grand, à l'énergie limite au-delà de laquelle on peut estimer que commence le domaine d'application d'un modèle d'interaction à haute énergie. La statistique dont nous disposons -actuellement la plus élevée dans le domaine des impulsions supérieures à 3 GeV/c- nous a permis cette étude dont les difficultés majeures sont le nombre des états finals possibles et la présence de plusieurs systèmes dipioniques identiques dans un même événement.

Après avoir signalé et commenté les différentes étapes nécessaires pour l'obtention des données (chapitre I), nous détaillerons dans le chapitre II les résultats expérimentaux et l'analyse que nous en avons faite. Dans le chapitre III, après une description rapide des modèles d'annihilation existants, nous comparerons nos données aux prévisions du modèle multiregge de CHAN et al.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550210_0007

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

I - CONDITIONS EXPERIMENTALES	1
1 - Vue d'ensemble de l'expérience	1
2 - Contamination du faisceau	1
3 - Mesure des événements et aperçu sur le traitement des données	3
4 - Classement des événements	5
5 - Calcul des sections efficaces	6
II - ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES	13
1 - Caractéristiques générales des ajustements	13
2 - Distributions angulaires	16
3 - Corrélations angulaires	18
4 - Impulsions longitudinales	22
5 - Etude des systèmes de pions	24
a) réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$	24
- production des résonances	24
- production simultanée de deux résonances	27
b) réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	38
- dipions $\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^0$ et $\pi^-\pi^0$	38
- tripions $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^+\pi^+\pi^0$ et $\pi^+\pi^+\pi^0$	43
- résonances multipioniques lourdes	45
- recherche de production simultanée de résonances	46
III - LES MODELES D'ANNIHILATION	56
1 - Modèles du type Koba-Takeda	56
2 - Modèle des quarks	57
3 - Modèles dits "Multiregge"	58
4 - Conclusion	61
5 - Applications du modèle multipériphérique à la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$	62
CONCLUSION	71

CHAPITRE I

CONDITIONS EXPERIMENTALES

1 - VUE D'ENSEMBLE DE L'EXPERIENCE

Les clichés qui ont fourni la matière de ce travail ont été pris à partir du mois d'octobre 1965 dans la chambre à bulles à hydrogène de 2m placée dans un faisceau d'anti-protons de 3.6 GeV/c issu du synchrotron à protons du CERN., 100 000 environ ont été nécessaires pour la constitution du lot que nous avons mesuré et analysé.

Ce lot est composé d'environ 44 000 événements à 4 traces secondaires chargées et 12 500 événements à 6 traces secondaires chargées. Ces derniers constituent notre apport à une étude faite en collaboration avec le groupe de B. FRENCH du CERN, étude qui porte sur un total de 25 000 événements (1).

2 - CONTAMINATION DU FAISCEAU

La contamination du faisceau en pions, muons, et kaons a été estimée après une étude des rayons δ produits par les particules incidentes pendant la traversée de la chambre. Nous en rappelons brièvement le principe :

- Quand une particule frappe un électron au repos, elle lui communique une énergie qui peut être suffisante pour que celui-ci devienne ionisant. On appelle alors cet électron, un rayon δ . On utilise, pour déterminer la contamination du faisceau par un ou plusieurs types de particules, le fait que l'énergie maximum qui peut être transférée à l'électron, dépend de la masse de la particule qui le heurte.

Calculons en effet l'énergie transférée à l'électron de masse m , lors d'une collision après laquelle l'électron a une impulsion $\vec{p}'$ qui fait un angle θ avec la direction de la particule en mouvement. Cette dernière a, avant le choc, une impulsion $\vec{P}$, sa masse étant M et, après le choc, une impulsion $\vec{P}'$.

L'énergie transférée à l'électron est

$$\Delta E = \sqrt{p'^2 + m^2} - m \quad (c = 1)$$

Les conservations de l'énergie et de l'impulsion permettent d'écrire les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \sqrt{p^2 + M^2} + m &= \sqrt{p'^2 + M^2} + \Delta E + m \\ \vec{P} &= \vec{P}' + \vec{p}' \quad \text{soit} \quad p'^2 = p^2 + p'^2 - 2p'P \cos \theta \end{aligned}$$

On en déduit :

$$\Delta E = \frac{2m p^2 \cos^2 \theta}{\{m + (p^2 + M^2)^{1/2}\}^2 - p^2 \cos^2 \theta}$$

ΔE est maximum pour un choc frontal ($\theta = 0$) et, comme $m \ll M$ pour les μ , π , K et $\bar{p}$

$$\Delta E_{\max} \approx \frac{2m p^2}{M^2 + 2m (p^2 + M^2)^{1/2}} \quad (1)$$

Les probabilités pour qu'une particule incidente d'énergie E et de masse M , transfère une énergie comprise entre E' et $E' + dE'$ après la traversée d'une épaisseur dx de matière, s'écrivent respectivement pour les bosons et les fermions (2) :

$$d\sigma_B = \frac{A}{\beta^2 E'^2} \left(1 + \beta^2 \frac{E'}{E'_{\max}}\right) dE'$$

$$d\sigma_F = \frac{A}{\beta^2 E'^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E'}{E'_{\max}} + \frac{1}{2} \frac{E'^2}{(E+M)^2}\right) dE'$$

et le nombre de rayons δ produits est :

$$dn = \rho L N d\sigma$$

avec

$$A = 2 \pi r^2 m \quad r, m = \text{rayon et masse de l'électron}$$

$$\beta = \text{vitesse de la particule incidente par rapport à la vitesse de lumière}$$

$$\rho = \text{densité de l'hydrogène}$$

$$L = \text{longueur de la trace}$$

$$N = \text{nombre d'Avogadro}$$

Si l'on considère un intervalle d'énergie $E'_1 - E'_2$, le nombre de δ auquel on s'attend est :

$$\eta_B = A\rho NL \left\{ \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{E'_1} - \frac{1}{E'_2} \right) - \frac{1}{E'_{\max}} \text{Log} \frac{E'_2}{E'_1} \right\}$$

$$\eta_F = A\rho NL \left\{ \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{E'_1} - \frac{1}{E'_2} \right) - \frac{1}{E'_{\max}} \text{Log} \frac{E'_2}{E'_1} + \frac{1}{2} \frac{E'_2 - E'_1}{\beta^2 (E+M)^2} \right\}$$

Expérimentalement, on connaît les sections efficaces totales d'interaction à 3.6 GeV/c des π^- , K^- et des $\bar{p}$.

On relève le nombre de δ dont les rayons sont compris entre les limites R_1 et R_2 qui correspondent aux énergies E'_1 et E'_2 . On note de plus si la trace a subi ou non une interaction forte et on calcule la longueur de trace en tenant compte éventuellement de ce fait. La formule (1) donne la valeur $E'_{\max}$ de l'énergie transmise.

Pour évaluer les proportions α_μ , α_π , α_K et $\alpha_{\bar{p}}$ de μ , π , K et $\bar{p}$ dans le faisceau, on a, à l'aide de ces données, défini pour chaque intervalle i de rayon, n_i^{th} et m_i^{th} qui sont les nombres théoriques de δ avec et sans interaction forte.

$$n_i^{th} = \alpha_{\pi} n_i^{\pi} + \alpha_{\overline{p}} n_i^{\overline{p}} + \alpha_K n_i^K$$

$$m_i^{th} = \alpha_{\pi} m_i^{\pi} + \alpha_{\overline{p}} m_i^{\overline{p}} + \alpha_K m_i^K + \alpha_{\mu} m_i^{\mu}$$

avec

$$\alpha_{\pi} + \alpha_{\overline{p}} + \alpha_K + \alpha_{\mu} = 1$$

L'ajustement a été fait en recherchant le minimum de l'expression :

$$\chi^2 = \sum \frac{(n_i - n_i^{th})^2}{n_i^{th} + \lambda_i n_i^{th}} + \sum \frac{(m_i - m_i^{th})^2}{m_i^{th} + \mu_i m_i^{th}}$$

λ_i et μ_i correspondent aux efficacités de dépouillement.

Les calculs ont été faits séparément sur des lots établis à Paris et au CERN. Les résultats sont compatibles et leur moyenne donne :

$$\left. \begin{array}{l} \alpha_{\overline{p}} = (93 \pm 0.5) \% \\ \alpha_{\mu} = (5 \pm 0.5) \\ \alpha_{\pi} = (2 \pm 0.5) \\ \alpha_K = (0 \pm 0.5) \end{array} \right\} \text{ contaminations}$$

La contamination totale est donc évaluée à 7 %.

3 - MESURE DES EVENEMENTS ET APERÇU SUR LE TRAITEMENT DES DONNEES

a) Mesures faites à l'aide du HPD (HOUGH-POWELL DEVICE)

Les événements ont été repérés sur les clichés à l'intérieur d'une zone dite "utile" choisie de façon que les traces secondaires puissent être mesurées avec une précision satisfaisante, c'est-à-dire sur une longueur suffisante. Ce travail a été fait lors de la "prémessure" de l'événement. Cette procédure est une mesure préliminaire simplifiée indispensable à la mesure proprement dite de l'événement par le HPD. Cet appareil automatique de mesure qui fonctionne au Collège de France a en effet été le seul utilisé pour la mesure des événements à 4 branches. Nous rappelons son principe et ses conditions de fonctionnement, lesquels sont décrits longuement dans les références 3 et 4.

Le film, solidaire d'un chariot, se déplace devant l'image d'une fente fixe parcourue par un spot lumineux. Lorsqu'une bulle rencontre le spot, son ordonnée et celle du chariot sont données par l'appareillage électronique et transmises à une calculatrice 160A. Celle-ci contrôle le déroulement des mesures à l'aide d'une bande magnétique appelée bande de contrôle du HPD. Cette bande est fournie par le programme MIST (voir plus loin) à la suite de calculs qui utilisent les résultats de la prémessure.

Celle-ci est faite sur deux ou trois des quatre vues dont on dispose. Son but est d'aider à sélectionner parmi les bulles du cliché dont le spot relève les positions, celles qui appartiennent aux traces de l'événement jugé intéressant.

A l'aide d'un système de deux codeurs, on relève sur chacune des projections, les coordonnées bipolaires r_A et r_B d'un repère 0, de deux croix de référence R1 et R2 et de trois points de chaque trace, le premier étant l'apex de l'événement (fig.1). Ces informations

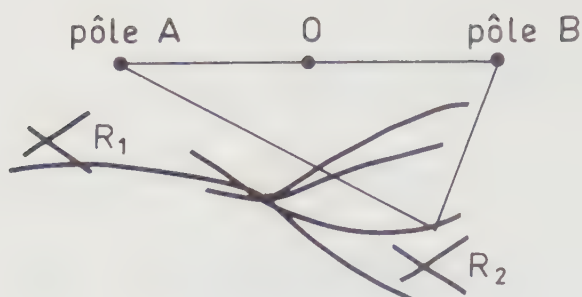


Fig. 1

ainsi que celles qui permettent l'identification de l'événement (numéro du film, du cliché, de la vue, etc...) sont perforées sur cartes.

Un premier programme, MISTY, contrôle la validité des cartes de prémesure et transforme les coordonnées bipolaires en coordonnées cartésiennes. Il produit une bande qui sert d'entrée au programme MIST, après avoir éliminé les événements erronés au terme d'une série de tests simples.

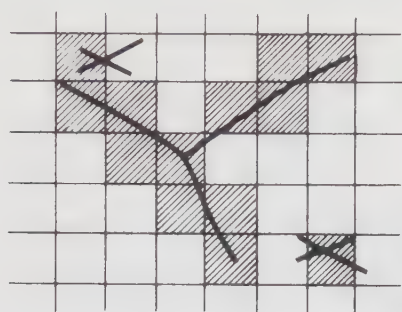


Fig. 2

Le programme MIST, à partir des informations de la bande intermédiaire constituée par MISTY, est chargé de déterminer le nombre de balayages nécessaires pour explorer le cliché, d'en déduire la trajectoire du chariot porte-film, de calculer les "masques" correspondant aux traces à mesurer et enfin de constituer la bande de contrôle du HPD. L'introduction de masques permet de réduire l'information très volumineuse que représentent les coordonnées de toutes les bulles que le spot a rencontrées, information évidemment surabondante et trop importante pour la capacité de la calculatrice employée. Cette dernière filtre donc les digitisations au fur et à mesure qu'elles lui parviennent en utilisant

les données de la prémesure. Le cliché étant divisé en petites zones par un quadrillage, on ne conserve que les digitisations qui se trouvent dans les régions que traversent les traces prémesurées (fig. 2) et qu'occupent les marques de référence.

Le stockage de ces digitisations utiles se fait sur une bande magnétique traitée ultérieurement par le programme FILTRE.

Le HPD mesurant une vue après l'autre, on dispose de deux ou trois bandes à la fin d'une série de mesures, suivant qu'on a utilisé deux ou trois vues.

Le programme FILTRE utilise ce lot réduit d'informations pour déterminer des "routes" dans lesquelles on recherche ensuite les traces. Ces routes sont constituées par des bandes axées sur les traces et ayant une certaine largeur. Quand les traces ont été retrouvées, on y choisit des points qui seront ensuite considérés par le programme de reconstruction géométrique comme les points mesurés par un appareil classique du type IEP.

Le traitement redevient alors classique, à travers la chaîne des programmes du CERN :

THRESH pour la reconstruction géométrique
GRIND pour l'ajustement cinématique.

Les incidentes des événements n'ont pas été prémesurées afin de réaliser une économie de temps. De plus le HPD distingue souvent mal deux traces parallèles assez voisines. Aussi, on a préféré utiliser les caractéristiques des traces incidentes provenant de mesures faites sur un échantillonnage de traces longues (1 mètre ou plus) à l'aide d'appareils IEP. Les données d'impulsion et d'angles qu'on a déduites et qu'on a imposées à une abscisse $X = -23$ cm dans la chambre, sont les suivantes :

$$\begin{aligned} P &= (3.590 \pm 0.025) \text{ GeV/c} \\ \lambda &= (-0.04 \pm 0.10) \text{ degré} \\ \phi &= (171,40 \pm 0.01) \text{ degrés} \end{aligned}$$

Les réajustements des quantités P , λ et ϕ , en fonction des abscisses où se produisent les interactions, sont faites par le programme THRESH. Tous les événements à 4 branches et le tiers des événements à 6 branches ont été mesurés à l'aide du HPD.

Théoriquement les digitisations relevées par le HPD doivent permettre un calcul de l'ionisation des traces. Au moment où nous avons utilisé cet appareil, les conditions de fonctionnement les rendaient malheureusement inexploitable et il a fallu renoncer à tout essai d'automatisation de l'interprétation des résultats du programme GRIND. La totalité des événements mesurés a donc été examinée sur une table de dépouillement afin de faire un choix parmi les hypothèses cinématiques calculées.

b) Mesures faites à l'aide des SMP (Scanning and measurement projectors)

Nous ne rappellerons pas ici le principe de ces appareils (6). Signalons cependant que les mesures d'un même lot d'événements effectuées sur HPD et sur SMP n'ont fait apparaître aucun biais au moment de l'interprétation.

4 - CLASSEMENT DES EVENEMENTS

L'interprétation des calculs cinématiques permet de classer les événements dans les catégories suivantes :

4 branches

a) - annihilations

$$\begin{array}{ll} \bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- & 1 \\ 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 & 2 \\ 2\pi^+ 2\pi^- n\pi^0 & 3 \\ K^+ K^- \pi^+ \pi^- (*) & 4 \end{array} \quad n > 1$$

b) - production de π

$$\begin{array}{ll} \bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- & 5 \\ \bar{p}p \pi^+ \pi^- \pi^0 (***) & 6 \\ p_{-} n 2\pi^+ \pi^- & 7 \\ p \bar{n} + 2\pi^- & 8 \end{array}$$

* - A l'occasion d'essais, au début de l'expérience, nous avons permis l'ajustement des réactions du type

$$\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$$

Or, en général, dès que l'impulsion des traces secondaires est de quelques centaines de MeV l'ajustement a lieu. Les réactions d'annihilation à la fois en π et K ne représentant que 3 ou 4 % au total des réactions, et leur étude quoique intéressante, débordant le cadre actuel de notre travail, nous avons renoncé à l'ajustement de cette hypothèse. Nous nous sommes contentés de classer les événements ayant 1 ou 2 K reconnus et n'ajustant pas la réaction 3, dans une catégorie d'"étranges non ajustés".

** - L'énergie totale disponible rend très improbable l'existence de réactions telles que

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- n \pi^0 \quad (n > 1)$$

6 branches

a) - annihilations

$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$	9
$3\pi^+3\pi^-\pi^0$	10
$3\pi^+3\pi^-\pi^0$	11
$K^+K^-2\pi^+2\pi^- (n\pi^0) \quad n \geq 1$	12
$K^\pm\pi^\mp 2\pi^+2\pi^-K^0$	13

b) - non-annihilations

$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p2\pi^+2\pi^-$	14
---	----

8 événements de ce type ont été identifiés avec certitude dans un lot de 8000 événements, ce qui permet d'affirmer l'existence de cette voie et de donner la limite inférieure de sa section efficace.

La bonne qualité de la mesure, que l'on peut estimer d'après les indications fournies par THRESH et GRIND est, bien entendu, une condition indispensable pour qu'un événement soit retenu. Le seul critère qu'on ait imposé de surcroît, concerne la probabilité du χ^2 . Son minimum a été fixé pour toutes les hypothèses à la valeur

$$\text{Prob.}_{\min} = 0.01$$

Par la suite, l'étude des annihilations en 5π et 7π , par exemple, a rendu nécessaire l'introduction d'une coupure sur la masse manquante afin de réduire la contamination par des événements ayant plus d'un π^0 .

Après l'interprétation, les données relatives aux événements classés sont traitées par le programme SLICE. Il effectue des calculs dont le nombre et le type sont fixés par l'utilisateur et les stocke sur des bandes magnétiques (Data Summary Tapes ou D.S.T.) selon un schéma déterminé. Afin de limiter le nombre de ces supports et compte tenu de la statistique importante, nous n'avons retenu qu'un nombre restreint de données pour chaque événement. Le programme SUMX, programme qui permet de faire les histogrammes et les diagrammes, offre en effet la possibilité de faire des calculs supplémentaires à partir des données accumulées sur les D.S.T., et ceci pour la totalité ou seulement une partie des événements.

5 - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES

43442 événements à 4 branches ont été classés. Ils représentent 74,2 % du total des mesures. Il n'a pas été procédé à une seconde série de mesures, la première n'ayant pas fait apparaître de biais.

La section efficace totale des 4 branches, les sections efficaces des voies sans particules étranges et les nombres d'événements correspondant sont donnés dans le tableau I. La section efficace totale des 6 branches, les sections efficaces des voies 9 et 10 et la limite supérieure trouvée pour la voie 14 sont données dans le tableau II.

Il est difficile de séparer correctement les voies 11, 12 et 13 à cause du nombre important d'événements ambigus (satisfaisant cinématiquement à plus d'une hypothèse). Nous ne nous sommes d'ailleurs pas attachés à ce problème, le but de l'expérience n'étant nullement de préciser des données de sections efficaces.

Sections efficaces totales

Le calcul a été fait en utilisant

1) le comptage du nombre moyen de traces par cliché fait sur un lot de 18 films de 750 clichés chacun.

Ce comptage introduit dans la section efficace une erreur d'autant plus faible que le lot est plus grand. Bien que les mesures de 4 branches aient porté sur 115 films, nous avons conservé l'erreur relative à un lot de 18.

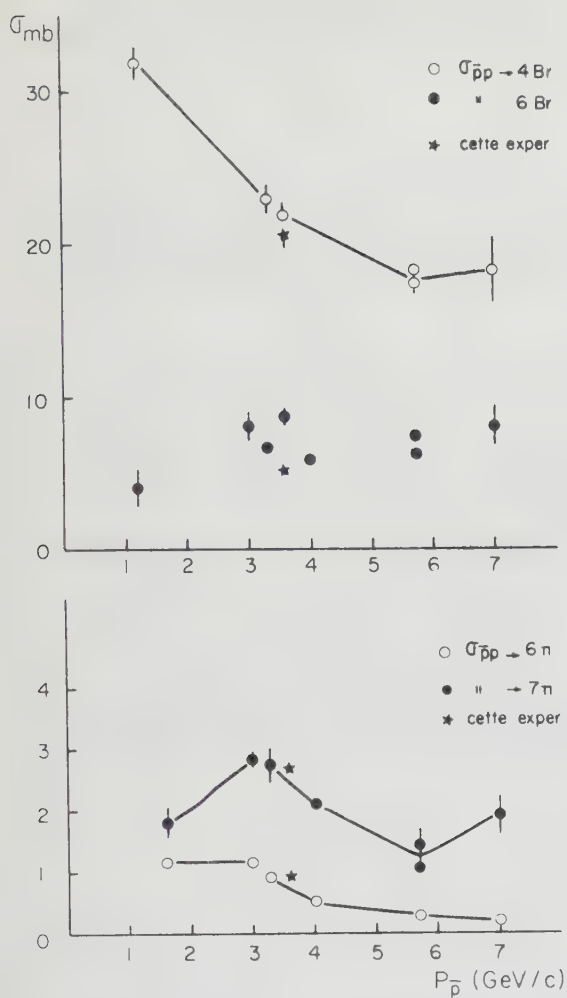


Fig. 3 - Variation des sections efficaces.
a) 4 et 6 branches
b) annihilations en 6 et 7 π

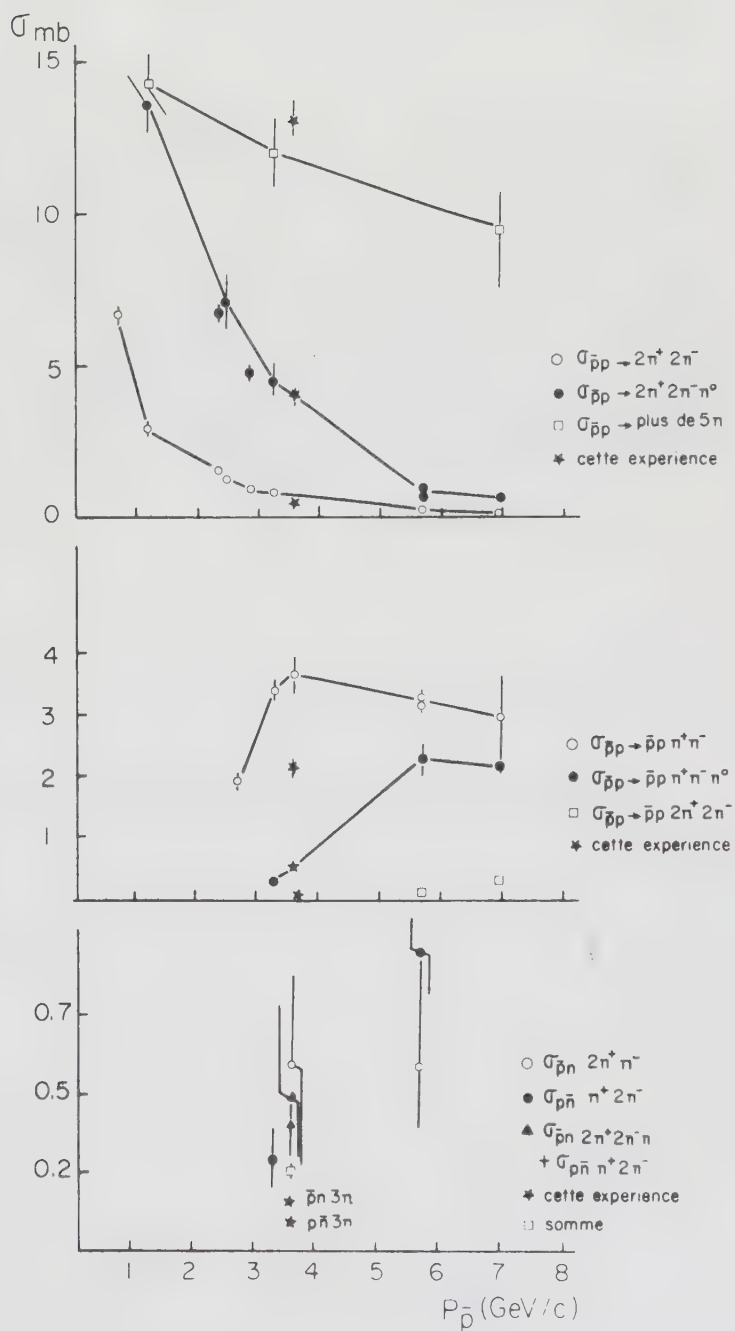


Fig. 4 - Variation des sections efficaces.
a) annihilations en 4 et 5 π
b) , c) production de π dans les 4 et 6 branches.

2) un nombre d'événements corrigé par l'efficacité de dépouillement qui est 0.91.

3) une section efficace totale de réaction à 3.6 GeV/c déterminée par une expérience d'électronique (5), égale à 70 mb.

Sections efficaces partielles

Les erreurs mentionnées dans le tableau I sont les erreurs purement statistiques, à l'exception de celle des voies 2 et 3. La contamination de la voie 2 par la voie 3 est en effet certaine. On a donc corrigé le nombre des annihilations en 5 pions en symétrisant le spectre de masse manquante de cette réaction par rapport à la masse du π^0 . On obtient ainsi un nombre qui est 83 % de la valeur initiale. On a opéré de la même façon pour la détermination du nombre d'annihilations en 7 pions.

Les sections efficaces d'autres expériences ont été reportées sur les figs. 3 et 4 afin de rendre plus aisée la comparaison avec nos résultats (les références correspondantes se trouvent à la fin du chapitre). L'accord est satisfaisant, sauf pour les voies 1, 5, 7 et 8. Les deux dernières ont des sections efficaces faibles, calculées à partir de nombres d'événements faibles aussi : 80 environ pour la voie 7 des expériences citées à 3.6 GeV/c, alors que nous en avons dénombré 390, et les erreurs statistiques sont importantes. Les voies 1 et 5 sont des réactions à 4 corps. Entre les valeurs que nous trouvons et celles qui sont attendues, le rapport est 0.6, le même pour les 2 voies. Il est possible, d'une part, que les valeurs auxquelles nous les comparons soient un peu surestimées, d'autre part, que nous ayons perdu une partie de ces événements dont l'ajustement est plus sensible à la qualité de la mesure, par le fait que nous n'avons pas fait de remesures. Mais, répétons-le, notre but n'était pas de donner des déterminations plus précises de ces chiffres. Nous nous sommes appliqués à obtenir un échantillonnage important, sans biais, dans lequel les contaminations entre les différentes voies sont faibles, ce qui nous a permis d'étudier en particulier les annihilations en 4 et 5 pions auxquelles sont consacrés les chapitres II et III.

Réaction		Nbre d'événements corrigé (*)	($\sigma \pm \Delta\sigma$)mb
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$	1	903	0.43 ± 0.03
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	2	8550	4.06 ± 0.20
$2\pi^+ 2\pi^- n\pi^0 \quad n>1$	3	27554	13.10 ± 0.60
$\bar{p}p\pi^+\pi^-$	5	4540	2.16 ± 0.12
$\bar{p}p\pi^+\pi^-\pi^0$	6	1183	0.56 ± 0.04
$n \bar{p} 2\pi^+ \pi^-$	7	340	0.16 ± 0.02
$\bar{n} p \pi^+ 2\pi^-$	8	190	0.09 ± 0.01
$\bar{p}p \rightarrow 4B$		43600	20.7 ± 1.0

TABLEAU I

$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$	9	2227	0.92 ± 0.06
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	10	6578	2.68 ± 0.16
$\bar{p}p 2\pi^+ 2\pi^-$	14	8	$\geq 0.007 \pm 0.002$
$\bar{p}p \rightarrow 6B$			7.26 ± 0.27

* Les corrections concernent les événements ajustés auxquels s'applique la coupure en probabilité, et les événements des voies 2, 3 et 10 (contamination de 2 par 3, de 10 par 11)

TABLEAU II

REFERENCES DES FIGURES 3 et 4

1 - 1.2. GeV/c

R.A. DONALD, D.N. EDWARDS, R.S. MOORE, E.J.C. READ, S. REUCROFT, T. BURAN, A.G. FRODESEN,
S. SIRE, P. SAETRE, A. BETTINI, S. LIMENTANI, L. PERRUZO, R. SANTANGELO, S. SARTORI
Nuclear Physics B 11 (1969), 551

R.A. DONALD, D.N. EDWARDS, R.S. MOORE, E.J.C. READ, S. REUCROFT, A.G. FRODESEN, T. JACOBSEN,
S. SIRE, Q. SKJEGGESTAD, P. SAETRE, A. TOFTE, A. BETTINI, S. LIMENTANI, L. PERRUZO,
R. SANTANGELO, S. SARTORI

Nuclear Physics B6 (1968), 174

2 - 1.61 GeV/c

N.H. XUONG - G.R. LYNCH

Physical Review 128 (1962), 1849

3 - 2.5 GeV/c

J. CLAYTON, P. MASON, H. MUIRHEAD, D. WALDREN, R. RIGOPOULOS, P. TSILIMIGRAS,
A. KAYAKI-SERAFIMIDOU

Papiers présentés à la Conférence internationale de LUND (1968)

4 - 2.7 GeV/c

H.B. CRAWLEY, R.A. LEACOCK, W.J. KERNAN

Physical Review 154,5 (1967), 1264

5 - 3.0 GeV/c

J.A. DANYSZ, B.R. FRENCH, V. SIMAK

CERN Report 67-1

6 - 3.3 et 3.6 GeV/c

T. FERBEL, A. FIRESTONE, J. SANDWEISS, H.D. TAFT, M. GAILLOUD, T.W. MORRIS

Physical Review 137 B (1965), 1250

T. FERBEL, A. FIRESTONE, J. SANDWEISS, H.D. TAFT, M. GAILLOUD, T.W. MORRIS, W.J. WILLIS,
A.H. BACHMAN, P. BAUMEL, R.M. LEA

Physical Review 143,4 (1966), 1096

H.C. DEHNE, E. LOHRMANN, E. RAUBOLD, P. SÖDING, G. WOLF

Physical Review 136,3 B (1964), 843

7 - 5.7 GeV/c

V. ALLES-BORELLI, B.R. FRENCH, A. FRISK, L. MICHEJDA

Nuovo Cimento X, 47 (1967), 232

V. ALLES-BORELLI, B.R. FRENCH, A. FRISK, L. MICHEJDA, E. PAUL

Nuovo Cimento J0 A (1967), 776

A. ACCENSI, V. ALLES-BORELLI, B.R. FRENCH, A. FRISK, J.M. HOWIE, W. KRISCHER,
L. MICHEJDA, W.G. MOORHEAD, B.W. POWELL, P. SEYBOTH, P. VILLEMOS

Physics Letters 20 (1966), 557

A. FRIDMAN, G. MAURER, A. MICHALON, J. OUDET, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI, P. CÜER

Physical Review 167, 5 (1968), 1268

K. BÖCKMANN, B. NELLEN, E. PAUL, B. WAGINI, I. BORECKA, I. DIAZ, U. HEEREN,
U. LIEBERMEISTER, E. LOHRMANN, E. RAUBOLD, P. SÖDING, S. WOLFF, J. KIDD, L. MANDELLI
L. MOSCA, V. PELOSI, S. RATTI, L. TALLONE

Nuovo Cimento 42 (1966), 954

8 - 7 GeV/c

T. FERBEL, A. FIRESTONE, J. JOHNSON, J. SANDWEISS, H.D. TAFT

Nuovo Cimento 38 (1965), 19

T. FERBEL, A. FIRESTONE, H. KRAYBILL, J. SANDWEISS, H.D. TAFT

Papier présenté à la conférence internationale de DUBNA (1964)

REFERENCES DU CHAPITRE I

1. General characteristics of the annihilation reaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^- (\pi^0)$ at 3.6 GeV/c
Nuclear Physics B18 (1970) 221
H.W. ATHERTON, W.M.R. BLAIR, L.M. CELNIKIER, V. DOMINGO, B.R. FRENCH, J.B. KINSON,
K. MYKLEBOST, B. NELLEN, E. QUERCIGH, R. SCHAFER
CERN - GENEVA :
J. BARTKE, J.A. DANYSZ, J. DEBRAY, J. LABERRIGUE-FROLOW, G. PICHON, M. RUMPF,
C. DE LA VAISSIERE, T.P. YIOU - Institut de Physique Nucléaire Paris
2. B. ROSSI - High Energy Particles
PRENTICE HALL, INC.
3. Introduction à la prémesure
C. DE LA VAISSIERE
4. Le traitement de l'information dans le système HPD du Collège de France
Rapport interne FSD 65-3
5. U. AMALDI, T. FAZZINI, G. FIDECARO, C. GHESQUIERE, M. LEGROS, H. STEINER
Nuovo Cimento X, vol. 34, 825 (1964)
6. J.H. MUNSON - Thèse (1963)
The scanning and measuring projector UCRL 11154.

CHAPITRE II

Ce chapitre est consacré à la description et à l'analyse de nos résultats expérimentaux. Nous nous sommes plus particulièrement intéressé à la production des systèmes résonnants. Avant d'aborder cette étude, il nous a cependant paru nécessaire de rappeler les caractéristiques des distributions de quelques quantités physiques dont la variation en fonction de la multiplicité de l'état final est assez remarquable ; ce sont les distributions angulaires des pions, les angles entre deux pions et les impulsions longitudinales.

1 - CARACTERISTIQUES GENERALES DES AJUSTEMENTS DES REACTIONS

a) Réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$

Lorsqu'on applique aux événements qui ajustent cette réaction la coupure en probabilité du χ^2 déjà mentionnée (1 %), le lot obtenu est de 895.

$$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$$

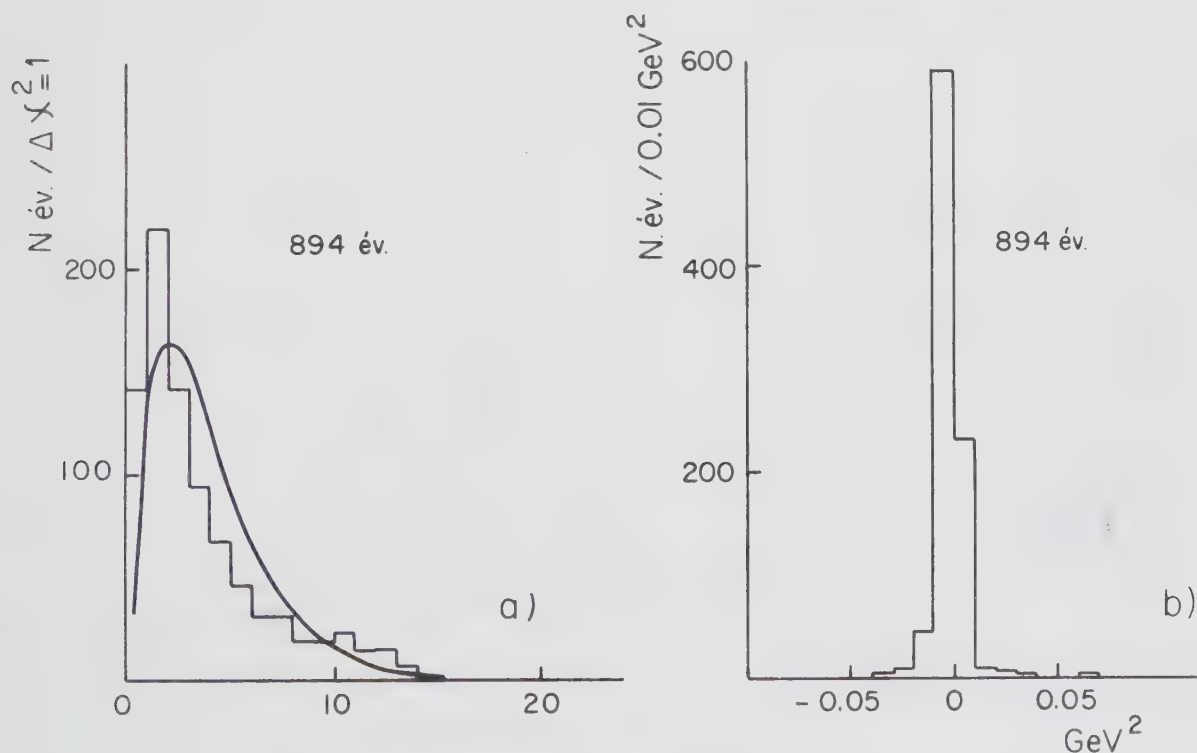


Fig. 5 - Distributions : a) du χ^2 et courbe théorique, b) du carré de la masse manquante pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$

Les distributions de ce χ^2 et du carré de la masse manquante sont reportées sur la figure 5. Lorsqu'on compare la distribution théorique du χ^2 à la distribution expérimentale (courbe de la figure 5a), on remarque un excès d'événements aux faibles valeurs. La distribution relative aux événements du type $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ est elle aussi, différente de la distribution théorique.

De telles déviations sont fréquemment observées et proviennent de la difficulté d'estimer correctement les erreurs sur les quantités mesurées.

Le carré de la masse manquante est presque entièrement distribué entre -0.01 et $+0.01 \text{ GeV}^2$ et ne s'étend pratiquement pas au-delà de $\pm 0.04 \text{ GeV}^2$. Il n'a donc pas paru nécessaire d'introduire une coupure sur cette quantité.

b) Réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$

9941 événements ajustent cette réaction lorsqu'on impose seulement que la probabilité du χ^2 de l'ajustement cinématique soit supérieure à 0.01. La distribution de ce χ^2 est reportée sur la figure 6.

La figure 7 montre la distribution du carré de la masse manquante, ainsi que l'influence de coupures en probabilité à 0.1 et 0.2. La distribution est fortement asymétrique, l'excès d'événements de grande masse manquante étant dû à la contamination de la voie $2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ par des événements dans lesquels plus d'un π^0 est produit. Si les erreurs sur les quantités mesurées sont correctement estimées, les coupures en probabilité ne doivent avoir qu'une influence négligeable. Or nous observons qu'au-delà de 0.08 GeV^2 , les distributions

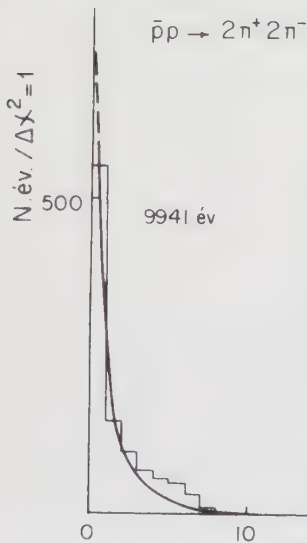


Fig. 6 - Distribution du χ^2 et courbe théorique pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$

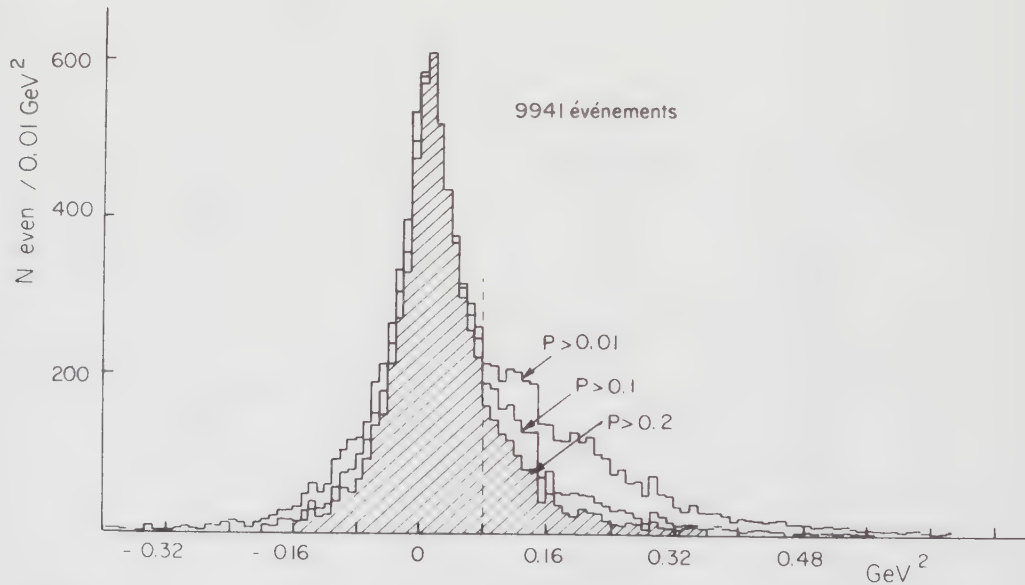


Fig. 7 - Carré de la masse manquante, influence de la probabilité.

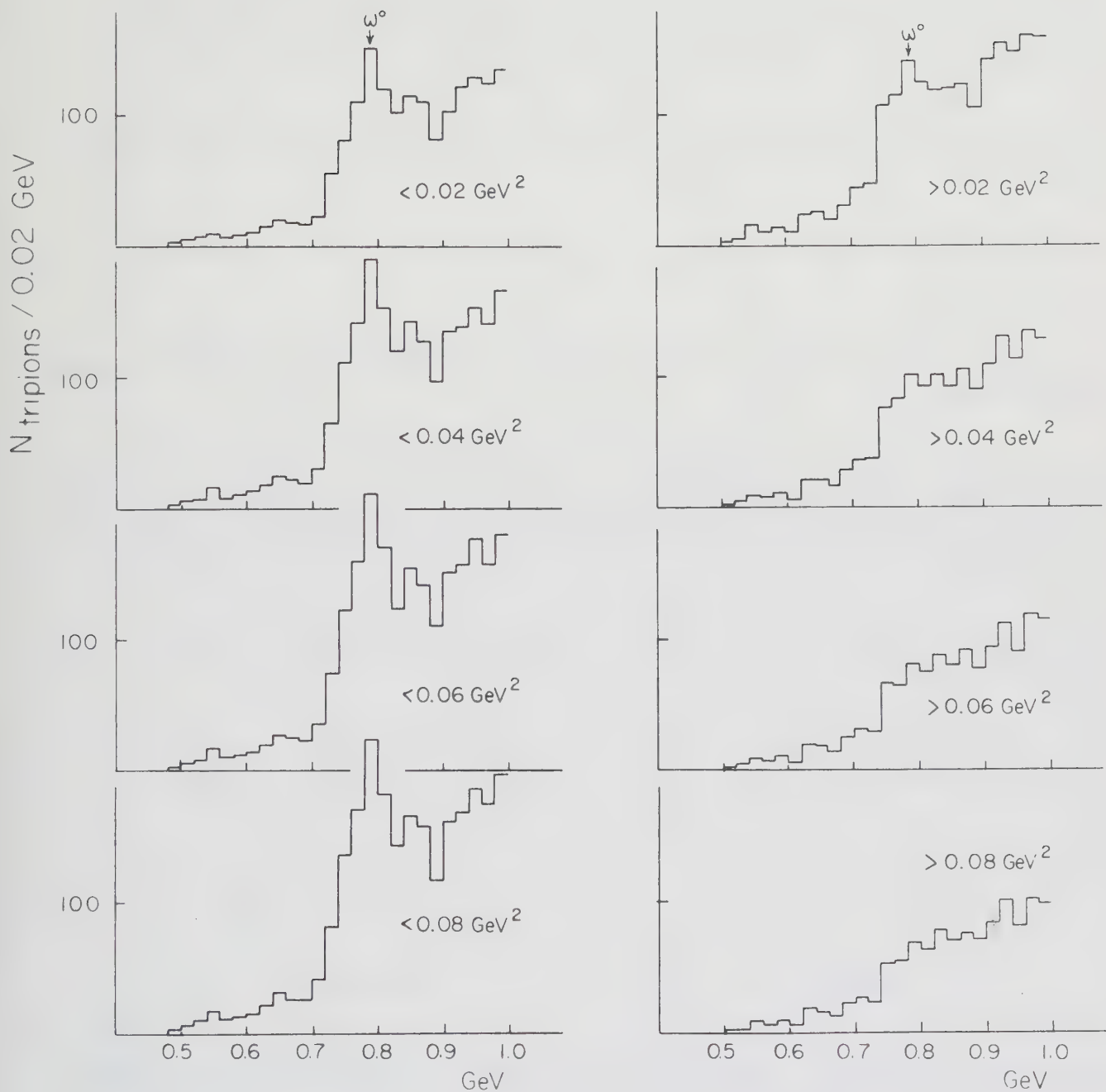


Fig. 8 - Variation du signal de $1'\omega^\circ$ en fonction des coupures sur la probabilité.

différent notablement et que la coupure à $P = 0.1$ réduit beaucoup l'asymétrie, donc élimine une grande partie de la contamination.

Nous avons alors examiné l'influence d'une coupure sur $(MM)^2$ sur le signal du ω^0 , visible dans la distribution de la masse effective du tripion $\pi^+\pi^-\pi^0$. Cette résonance ne peut en effet être vue dans le système $\pi^+\pi^-\pi^0$ des événements du type $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ si $x = 2\pi^0$ ou plus. Nous avons donc défini des coupures $C = C_1, 2C_1, 3C_1, \dots, 6C_1$ avec $C_1 = (m_{\pi^0})^2 \approx 0.02 \text{ GeV}^2$ et nous avons examiné, pour chacune, le spectre du tripion dans les régions situées à gauche et à droite de la coupure. Nous avons observé que lorsqu'on utilise une coupure de plus en plus élevée, cette distribution, pour les événements de la partie droite, montre un signal du ω^0 de plus en plus faible. Il devient pratiquement inexistant pour $C = 3C_1$ et disparaît tout à fait pour $C = 4C_1$, soit 0.08 GeV^2 (figure 8).

Nous avons donc choisi de traiter ultérieurement des événements pour lesquels $(MM)^2$ est inférieur à 0.08 GeV^2 , afin de travailler sur un lot aussi peu contaminé que possible. Il représente 74 % du total des événements.

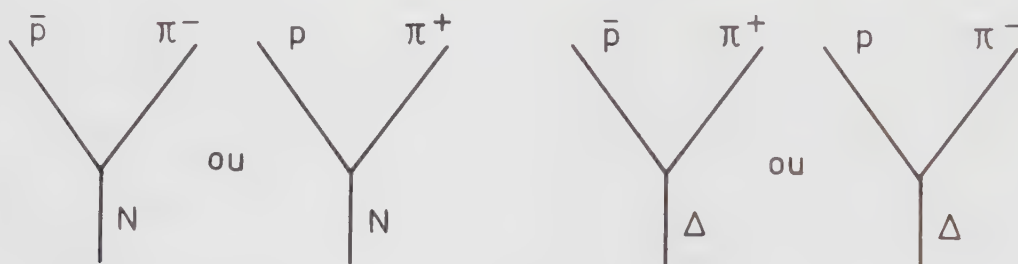
2. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES PIONS

a) Pions chargés

Dans les expériences d'annihilation en vol, la distribution du cosinus de l'angle entre le π^- et l'antiproton et celle du cosinus de l'angle entre le π^+ et l'antiproton sont symétriques l'une de l'autre.

Si donc l'on considère la distribution du cosinus de l'angle du π^+ et du proton, elle est analogue à celle du cosinus de l'angle du π^- et de l'antiproton. On a coutume de considérer, la somme de ces 2 distributions. Elle est reportée sur la figure 9 pour les réactions donnant 4 et 5 pions dans l'état final. Comme dans toutes les expériences d'annihilation analogues, on remarque qu'une importante fraction des π^- a tendance à être émise dans la direction du nucléon de même charge. On observe aussi une légère remontée de la distribution vers l'arrière.

Dans le cadre d'un modèle d'échange, la remontée vers l'avant correspond à l'échange d'un nucléon N (graphe 1) tandis que la remontée vers l'arrière correspond à l'échange d'un Δ (graphe 2).



Graphe 1

Graphe 2

On caractérise habituellement les distributions angulaires par deux paramètres A et C définis comme suit*, θ étant l'angle entre le pion et le nucléon de même charge, dans le système du centre de masse :

* On peut aussi définir A et C de la façon suivante :

$$A = \frac{F - B}{F + B} \qquad C = \frac{P - E}{P + E}$$

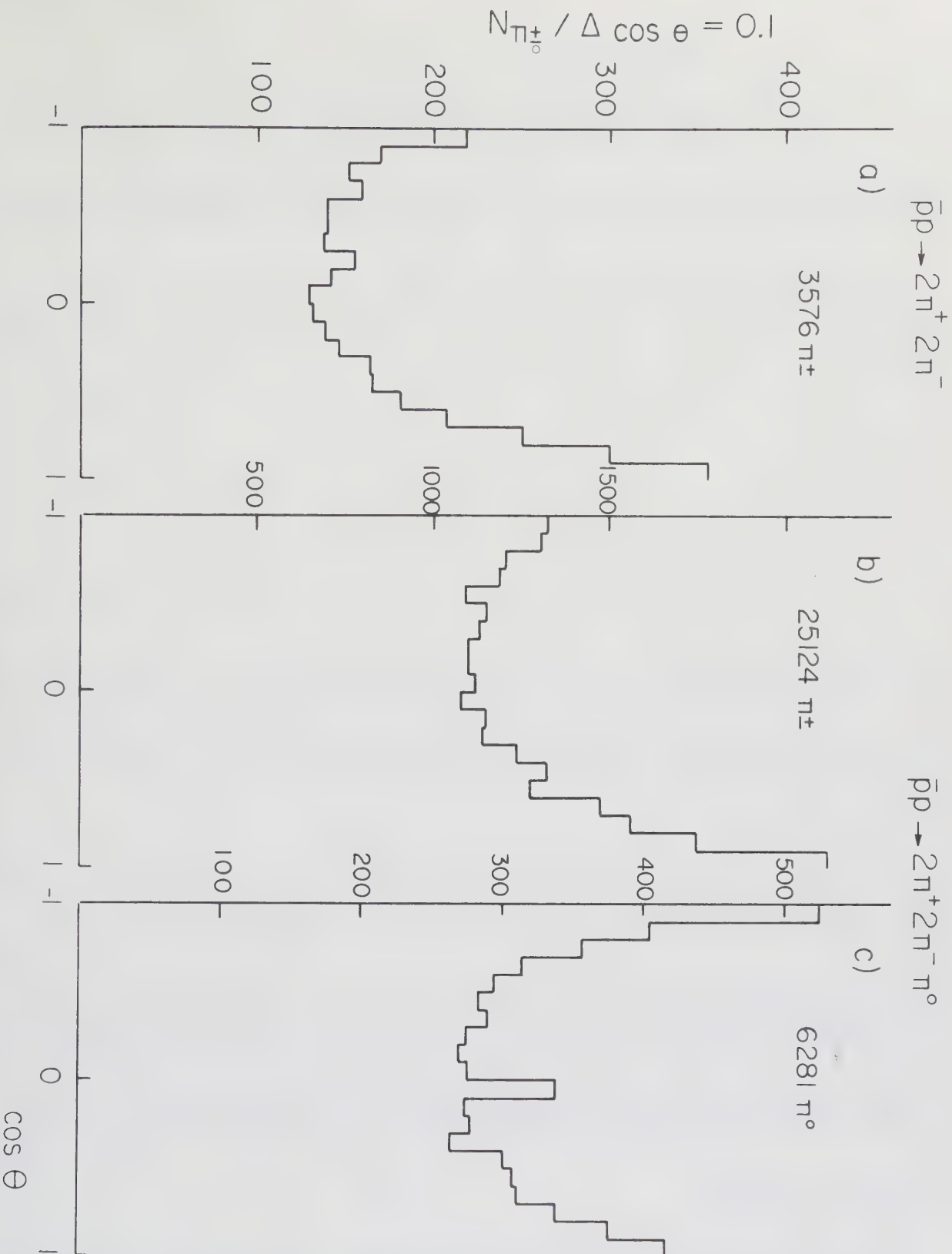


Fig. 9 - Distribution angulaire des pions.
a) réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$
b) et c) réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$

$$A = \frac{F}{B} = \frac{\text{nombre de pions avec } 0 < \cos \theta < 1}{\text{nombre de pions avec } -1 < \cos \theta < 0}$$

$$C = \frac{P}{E} = \frac{\text{nombre de pions avec } |\cos \theta| > 0.5}{\text{nombre de pions avec } |\cos \theta| < 0.5}$$

Lorsqu'on examine la variation de A et de C en fonction de l'impulsion incidente et de la multiplicité de l'état final de l'annihilation, on observe que A et C diminuent :

- à multiplicité donnée quand l'impulsion décroît;
- à impulsion donnée quand la multiplicité croît.

Ce dernier fait est visible dans notre expérience, ainsi que le montre le tableau suivant :

Réaction	π chargés		π neutre	
	$A = \frac{F}{B}$	$C = \frac{P}{E}$	$A = \frac{F}{B}$	$C = \frac{P}{E}$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$	1.32 ± 0.01	1.47 ± 0.01		
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	1.20 ± 0.01	1.24 ± 0.01	0.96 ± 0.01	1.28 ± 0.01
$3\pi^+ 3\pi^-$	1.09 ± 0.01	1.17 ± 0.01		
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	1.08 ± 0.01	1.06 ± 0.01	1.03 ± 0.01	1.20 ± 0.01

Une vue plus générale de cette évolution se trouve dans la compilation faite par FRIDMAN et al (1).

En même temps que A et C décroissent, on remarque une diminution de la remontée vers l'arrière de la distribution, qui devient presque inexistante dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$.

Nous parlerons dans le chapitre III de l'interprétation simple que les modèles du type Koba-Takoda donnent de l'asymétrie, et de la description que l'on peut en obtenir à l'aide de modèles plus récents.

b) Pion neutre

La distribution angulaire des π^0 de la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ est légèrement asymétrique comme le montrent le coefficient A reporté dans le tableau précédent et la figure 9c. Il existe en effet vers l'arrière ($\cos \theta_{\pi^0} < -0.9$) un faible excès de traces (environ 100, soit moins de 2 % du total). L'angle du π^0 est défini par rapport à la direction de l'antiproton.

Nous avons recherché comment cette distribution évolue quand on impose des coupures sur la probabilité du χ^2 et sur la masse manquante. Nous ne sommes pas parvenu à modifier sensiblement l'aspect de la distribution et plus particulièrement la remontée observée vers l'arrière. Ce phénomène est en fait assez peu important et le coefficient A reste voisin de l'unité (0.96). Ceci est vrai quelles que soient l'impulsion et la multiplicité.

Il n'y a donc pas de direction privilégiée (avant ou arrière) pour l'émission du π^0 . Dans le cadre d'un mécanisme de réaction, ceci pourrait correspondre à la possibilité pour cette particule d'être émise à n'importe lequel des vertex de l'interaction.

3 - CORRELATIONS ANGULAIRES

Les corrélations angulaires entre particules s'étudient au moyen de l'angle qu'elles font entre elles.

Dans les annihilations, on constate que les distributions des angles entre π de même charge et celles des angles entre π de charge différente ne sont pas identiques.

On pourrait attribuer ces comportements différents à la charge électrique des particules, les π de même charge ayant tendance à se repousser, les π de charge opposée tendant au contraire à se rapprocher, mais l'effet observé est de sens inverse.

Ce fait a été signalé pour la première fois en 1959 par G. Goldhaber et al. (3) qui, pour en rendre compte, modifient le modèle statistique en exprimant la probabilité d'un état final donné à l'aide de fonctions d'onde symétrisées par rapport aux particules de même charge.

Si l'on examine les données rassemblées par Fridman (4), données qui se rapportent à des annihilations pour lesquelles l'impulsion incidente varie de 2.2 à 7 GeV/c et la multiplicité de 2 à 9, on voit que l'effet est plus ou moins important suivant l'énergie et la multiplicité que l'on considère. Le coefficient de corrélation γ étant défini par :

$$\gamma = \frac{\text{nombre de paires de pions faisant entre eux un angle supérieur à } 90^\circ}{\text{nombre de paires de pions faisant entre eux un angle inférieur à } 90^\circ}, \text{ on observe}$$

en effet que :

- à impulsion donnée, γ décroît quand la multiplicité croît
- à multiplicité donnée, γ croît quand l'impulsion croît.

Ce dernier effet est surtout sensible quand la multiplicité est inférieure à 7.

Les distributions que nous observons dans notre expérience sont caractérisées par les coefficients suivants :

Réaction	π chargés			π chargés et π neutres	
	γ_{+-}	$\gamma_{\pm\pm}$	$\gamma_{stat.}$	$\gamma_{\pm 0}$	$\gamma_{stat.}$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$	2.31 ± 0.02	2.04 ± 0.02	2.20		
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	1.85 ± 0.01	1.74 ± 0.01	1.82	1.71 ± 0.01	1.74
$3\pi^+ 3\pi^-$	1.82 ± 0.03	1.37 ± 0.02	1.58		
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	1.66 ± 0.01	1.31 ± 0.01	1.46	1.40 ± 0.01	1.46

Les valeurs de γ_{+-} ou $\gamma_{\pm 0}$ et de $\gamma_{\pm\pm}$ sont toujours situées de part et d'autre de la valeur prévue par le modèle statistique simple que nous avons reportée dans le tableau.

Les distributions relatives aux états finals à 4 et 5 pions sont reportées sur la figure 10 sur laquelle nous avons tracé les courbes qui correspondent aux prévisions du modèle statistique. L'écart par rapport à ces prévisions semble moins grand que dans les 2 autres réactions pour lesquelles un ajustement satisfaisant a été obtenu en tenant compte à la fois de la production des résonances et de la correction due à la symétrisation de Bose-Einstein.

GOLDHABER a proposé pour la fonction de corrélation F qui réalise la symétrisation de la fonction d'onde quand l'état final est constitué par 2 particules identiques 1 et 2, la forme suivante :

$$F = 1 + e^{-\lambda} x_{12}$$

dans laquelle $x_{12} = (p_1 - p_2)^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2$, p et ω étant l'impulsion et l'énergie d'une particule. λ est un paramètre lié au rayon ρ d'interaction qui intervient dans le modèle statistique, par la relation :

$$\rho = 2.15 \frac{1}{\lambda^2}$$

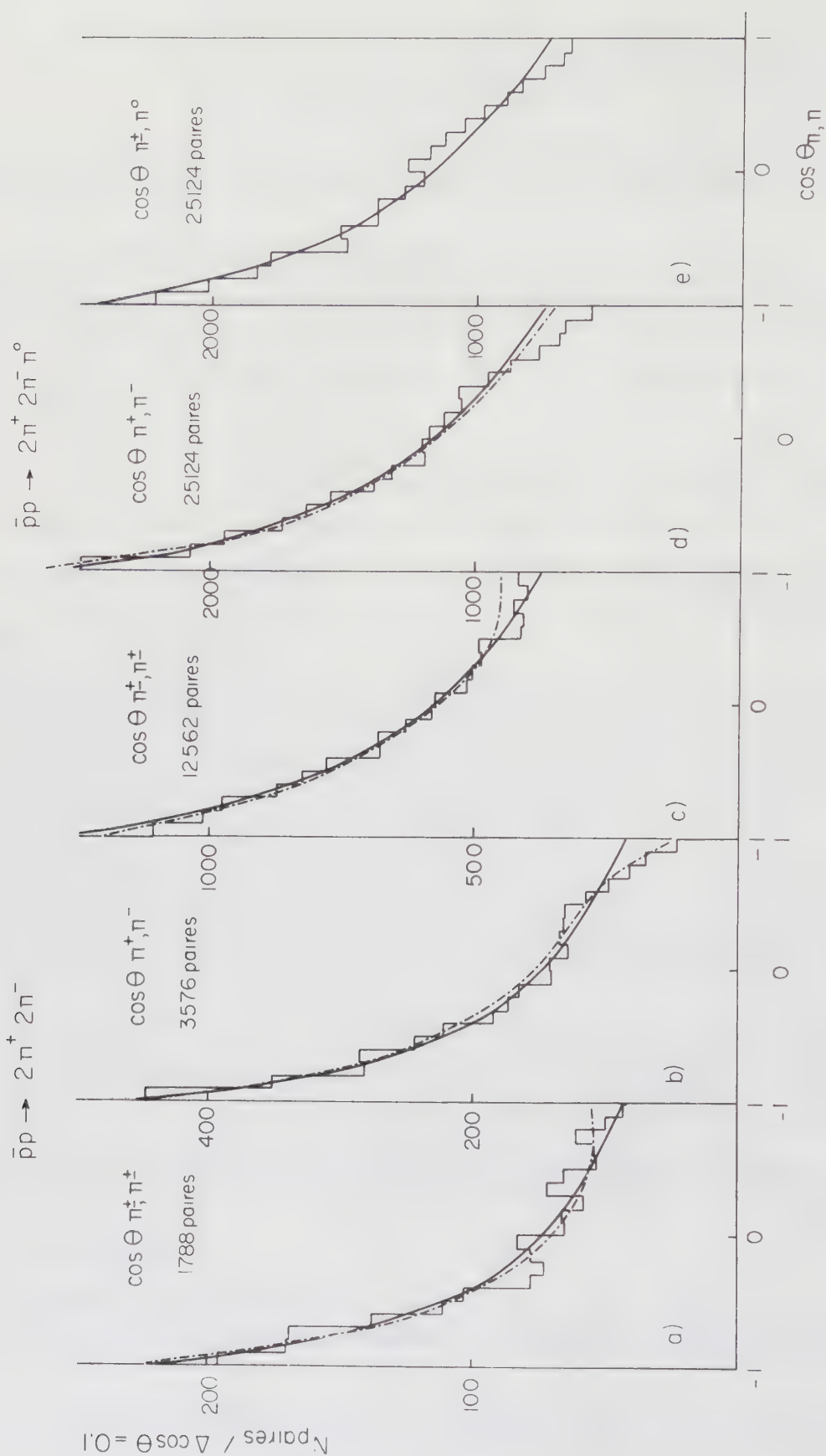
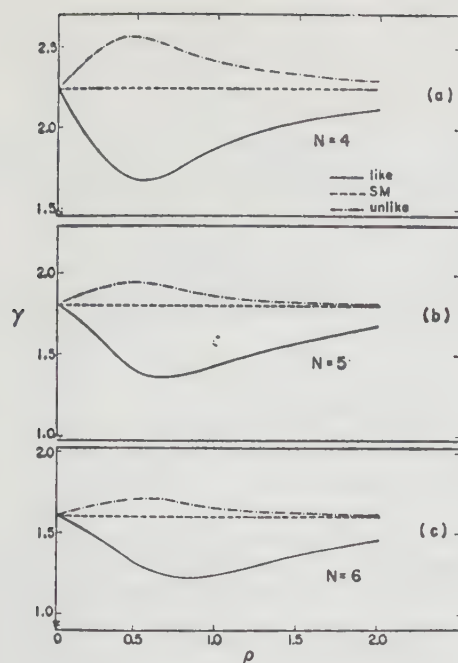


Fig. 10 - Angle d'ouverture entre pions. a) et b) réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$; c) d) et e) réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$; courbe en trait plein : modèle statistique simple ; courbe en pointillé : modèle statistique avec symétrisation de Bose-Einstein.



La figure ci-contre représente la variation des rapports pour les réactions $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$, $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^0$ et $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$, en fonction de ρ .

Dans le cas d'un état final constitué par 4 particules 1, 2, 3 et 4 telles que 1 est identique à 2 et 3 à 4, la fonction F prend la forme :

$$F = (1 + e^{-\lambda x_{12}}) (1 + e^{-\lambda x_{34}}) \quad (1)$$

Avant d'examiner comment varie γ quand λ prend quelques valeurs particulières, notons le fait suivant : quand on étudie la variation de la distribution du cosinus de l'angle de 2 pions en fonction de la masse effective du système constitué par ces deux pions, on voit qu'aux faibles masses (inférieures à 800 MeV) correspondent surtout de petits angles et que la distribution présente alors une sorte de pic. Ce pic est situé dans l'intervalle 0.2 - 0.4 quand l'intervalle de masse est celui défini pour le ρ . Quand la masse effective augmente, la distribution se déplace vers les grandes valeurs de $\theta_{\pi\pi}$. Si maintenant on examine la distribution expérimentale (fig. 10), on voit que les seules déviations importantes par rapport à la distribution statistique se trouvent dans les intervalles 0.3 - 0.5 et 0.7 - 1.0. Or la première correspond à un excès de combinaisons $\pi^+\pi^-$ ayant une masse effective voisine de celle du ρ^0 , tandis que la seconde correspond à un défaut de combinaisons dans la région des faibles masses effectives. La distribution de l'angle d'ouverture de deux pions reflète donc en partie les particularités de la distribution de la masse effective du même dipion, l'excès de combinaisons dans la région du f^0 étant par contre apparemment sans influence sur la distribution de $\cos \theta_{\pi\pi}$.

Nous avons cherché s'il est possible d'améliorer la description des distributions en introduisant une fonction de corrélation et les proportions de résonances observées. Reprenant tout d'abord la valeur de λ (6.15) utilisée pour l'ajustement des distributions des 6 branches et la forme relativiste (1) de la fonction de corrélation, nous avons obtenu un effet inverse de celui observé, soit $\gamma_{++} > \gamma_{+-}$. Un autre essai avec une valeur supérieure de λ ($\lambda = 9$) donne un résultat assez voisin. Nous avons alors essayé la forme non relativiste suivante de la fonction de corrélation :

$$F = (1 + e^{-\lambda p_{12}}) (1 + e^{-\lambda p_{34}})$$

p_{12} = différence des impulsions des particules identiques 1 et 2

p_{34} = différence des impulsions des particules identiques 3 et 4

λ étant égal à 4.34 ($\rho = 0.625 \text{ } \hbar/\mu c$).

Pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ l'accord semble satisfaisant, les proportions de ρ et f observées, ajoutées de façon incohérente, conduisant aux valeurs suivantes des coefficients γ :

$$\gamma_{\pm\pm} = 2.05 \pm 0.04, \quad \gamma_{\text{exp}} = 2.04 \pm 0.02$$

$$\gamma_{+-} = 2.30 \pm 0.05, \quad \gamma_{\text{exp}} = 2.31 \pm 0.02$$

Cependant, si l'on trace les courbes correspondantes (fig. 10), on voit que la distribution expérimentale de $\cos\theta_{\pi^{\pm},\pi^{\pm}}$ est mieux représentée par le modèle statistique. Pour $\cos\theta_{\pi^{+},\pi^{-}}$, par contre, l'accord est meilleur dans la région $\cos\theta_{\pi^{+},\pi^{-}} > 0$.

La même valeur de λ , quand on l'utilise pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^{+}2\pi^{-}\pi^{0}$, conduit à une valeur trop faible de $\gamma_{\pm\pm}$, les valeurs de γ_{+-} et $\gamma_{\pm 0}$ étant voisines des valeurs expérimentales :

$$\gamma_{\pm\pm} = 1.65 \pm 0.04, \quad \gamma_{\text{exp}} = 1.74 \pm 0.01$$

$$\gamma_{+-} = 1.82 \pm 0.02, \quad \gamma_{\text{exp}} = 1.85 \pm 0.01$$

$$\gamma_{\pm 0} = 1.69 \pm 0.02, \quad \gamma_{\text{exp}} = 1.74 \pm 0.01$$

Là encore, la description correspondante de la distribution de $\cos\theta_{\pi^{\pm},\pi^{\pm}}$ est moins bonne que celle qui est donnée par le modèle statistique. Les distributions de $\cos\theta_{\pi^{+},\pi^{-}}$ et de $\cos\theta_{\pi^{\pm},\pi^{0}}$ sont très voisines des prédictions statistiques, bien que les coefficients γ qui leur correspondent soient presque égaux aux coefficients expérimentaux.

On voit donc que la comparaison de 2 rapports γ ne suffit pas pour comparer les distributions correspondantes et que toute compilation de ces rapports doit être examinée et interprétée avec prudence.

Les résultats que nous avons obtenus nous incitent à penser que la tentative faite par GOLDBABER n'est pas satisfaisante. Il faut noter qu'il ignorait alors la présence de résonances dans les réactions qu'il étudiait et que lui-même a considéré l'étude comme une simple approche. Nous verrons plus loin que le modèle multipériphérique ne donne pas non plus une très bonne description de ce type de distributions.

4 - IMPULSIONS LONGITUDINALES DES PIONS

On désigne par impulsion longitudinale, la projection de l'impulsion sur la direction de l'antiproton incident, dans le système du centre de masse.

Les distributions sont reportées sur la figure 11. Pour les π^{0} la distribution est symétrique et centrée sur 0, tandis que pour les π chargés, les spectres sont asymétriques et décalés par rapport à zéro.

En moyenne, l'impulsion longitudinale des π^{-} est légèrement positive, celle des π^{+} légèrement négative. L'effet est plus sensible pour la réaction de plus faible multiplicité.

Qualitativement, on peut dire que les caractéristiques observées sont le reflet de l'asymétrie des distributions angulaires. Si l'on compare en effet les prévisions du modèle statistique (courbes de la figure 11) aux distributions expérimentales, on voit que seule la distribution de l'impulsion longitudinale du π^{0} est bien décrite par ce modèle et que les impulsions des π chargés sont d'autant plus mal représentées que la multiplicité est plus faible ; ceci correspond bien à une asymétrie plus grande de la distribution angulaire.

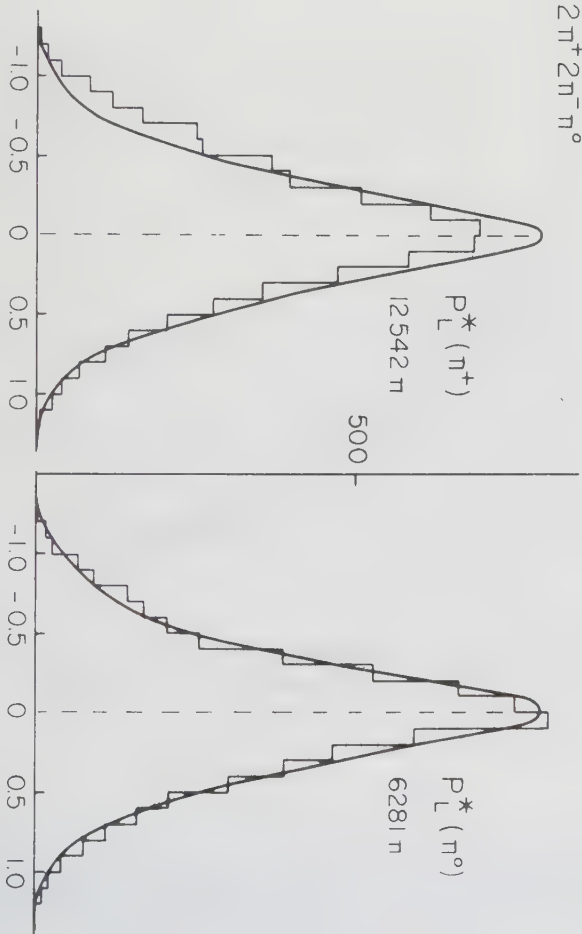
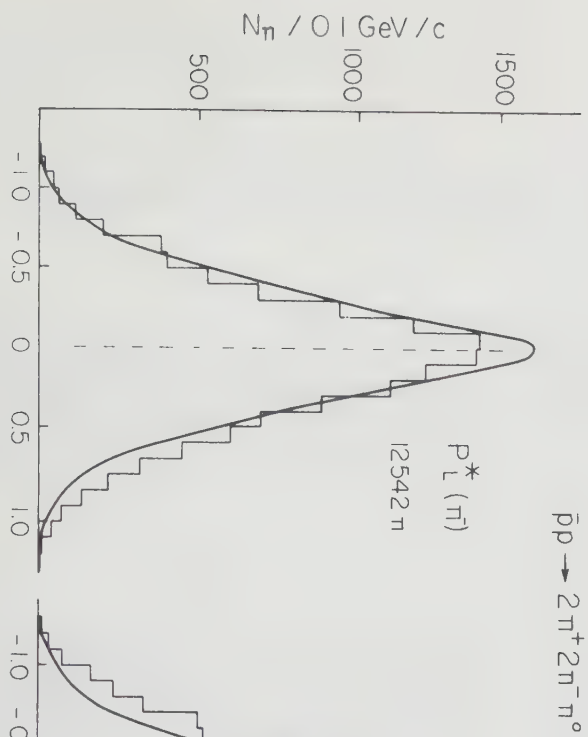
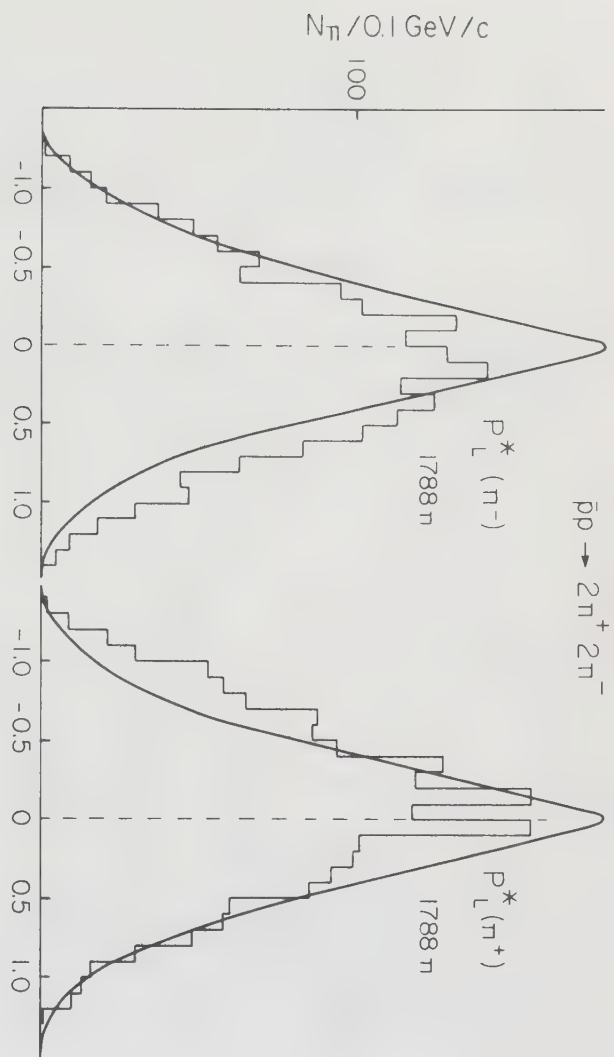


Fig. 11 - Impulsions longitudinales des pions. a) et b) réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$; c) d) et e) réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$; courbes : prédictions du modèle statistique.

5 - ETUDE DES SYSTEMES DE PIONS

a) Réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$

A) Distributions de masses effectives

A.1- Dipions $\pi^+\pi^+$ et $\pi^-\pi^-$:

La distribution de leurs masses effectives ne présente pas de déviation notable par rapport à la prédiction du modèle statistique (fig. 36).

A.2- Dipion $\pi^+\pi^-$:

La distribution de la masse effective des 4 systèmes $\pi^+\pi^-$ de chaque événement (figure 12) montre une forte production des résonances ρ^0 (765 MeV) et f^0 (1264 MeV). On remarque de plus, entre les 2 pics correspondants, des fluctuations assez importantes et, au-delà du f^0 , entre 1450 et 1700 MeV, une bosse large située dans la région du g^0 (1650 MeV).

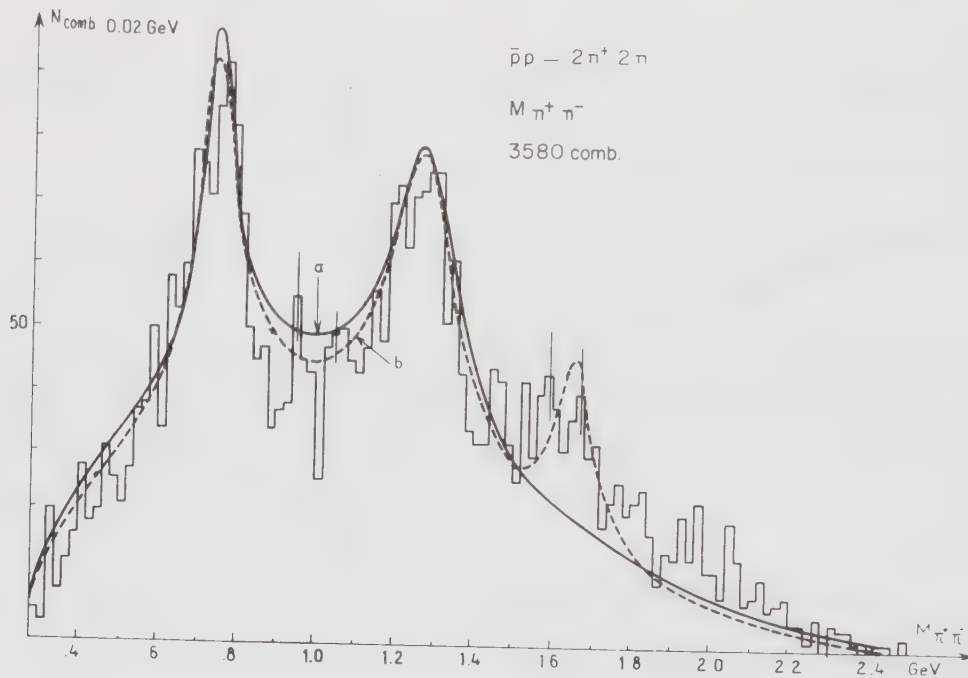


Fig. 12 - Masse effective du système $\pi^+\pi^-$. Courbe en trait plein : fond stat. + fonct. de Breit-Wigner pour ρ^0 et f^0 . Courbe en pointillé : fond stat. + fonct. de Breit-Wigner pour ρ^0 , f^0 et g^0 .

1) Production des résonances

Une façon simple de déterminer les fractions de production, les masses et les largeurs des résonances dans les conditions où nous les observons, est d'ajouter à la distribution statistique de la masse $\pi^+\pi^-$, la contribution de fonctions de Breit-Wigner*. Le choix

* Nous avons choisi la forme la plus simple :

$$\frac{1}{(m-m_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

avec m = masse du dipion $\pi^+\pi^-$ et m_0 , Γ = masse et largeur de la résonance. Le choix d'une forme plus compliquée n'a généralement qu'une influence négligeable sur le résultat (voir par exemple {6}).

d'un fond statistique se justifie par l'allure des distributions relatives aux dipions $\pi^+\pi^+$ et $\pi^-\pi^-$ mentionnées plus haut.

La production du ρ^0 et du f^0 étant importante alors que celle du g^0 est beaucoup moins évidente, nous avons fait 2 hypothèses :

- i) le ρ^0 et le f^0 sont seuls produits . Les paramètres d'un ajustement sont alors les suivants :

$$\begin{aligned} P_\rho, P_f &= \text{proportions de } \rho^0 \text{ et de } f^0 \\ m_\rho, m_f &= \text{masses du } \rho^0 \text{ et du } f^0 \\ \Gamma_\rho, \Gamma_f &= \text{largeurs du } \rho^0 \text{ et du } f^0 \end{aligned}$$

Si l'on choisit de fixer la masse et (ou) la largeur d'une ou deux résonances, le nombre des paramètres est compris entre 2 et 6. Nous avons fait les 16 ajustements ainsi possibles en choisissant, pour les quantités éventuellement fixées, les valeurs moyennes données dans les tables des particules élémentaires {5} , c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} m_{\rho^0} &= 765 \text{ MeV} & \Gamma_{\rho^0} &= 125 \text{ MeV} \\ m_{f^0} &= 1264 \text{ MeV} & \Gamma_{f^0} &= 151 \text{ MeV} \end{aligned}$$

D'une façon générale, les probabilités des χ^2 de ces ajustements sont très faibles (de l'ordre de 10^{-21}) ; ceci s'explique aisément si l'on regarde la courbe a de la figure 12 qui correspond au meilleur d'entre eux (tous les paramètres sont libres): elle ajuste en effet fort mal les régions de masse situées entre ρ^0 et f^0 et entre 1400 et 1700 MeV.

Les valeurs des masses et largeurs des 2 résonances sont alors :

$$\begin{aligned} m_{\rho^0} &= (747 \pm 8) \text{ MeV} & \Gamma_{\rho^0} &= (103 \pm 16) \text{ MeV} \\ m_{f^0} &= (1283 \pm 9) \text{ MeV} & \Gamma_{f^0} &= (203 \pm 45) \text{ MeV} \end{aligned}$$

Les erreurs qui sont données ici, ainsi que toutes celles que nous donnerons par la suite, sont calculées par le programme de recherche de minimum MINUIT (CERN).

Les valeurs extrêmes trouvées dans les différents ajustements sont reportées dans le tableau suivant :

	Minimum en MeV	Maximum en MeV
masse du ρ^0	742	750
largeur du ρ^0	80	105
masse du f^0	1280	1285
largeur du f^0	181	219

Les variations sont faibles. On voit que la masse et la largeur du ρ^0 sont toujours inférieures aux valeurs de {5} , tandis que la masse et la largeur du f^0 sont toujours supérieures. Le décalage des masses est toujours observé dans les expériences d'annihilation (nous reviendrons plus loin sur ce problème), mais pour le f^0 il est de sens inverse à celui que nous observons. Une explication plausible est que la présence de l'excès d'événements vers 1500-1600 MeV tend à déplacer la valeur de la masse de la résonance, lors de l'ajustement. Pour interpréter cet excès nous avons donc fait une seconde hypothèse dans laquelle :

- ii) Le ρ^0 , le f^0 et le g^0 sont produits . Nous avons donc, suivant la même systématique, fait une autre série de 16 ajustements en recherchant la proportion de g^0 produit. Un essai préliminaire a montré qu'il n'est pas possible de préciser les valeurs de sa masse et de sa largeur. Cette dernière, en particulier, est tout à fait déraisonnable. Nous avons donc imposé les valeurs

$$m_{g^0} = 1664 \text{ MeV} \quad ; \quad \Gamma_{g^0} = 111 \text{ MeV}$$

qui sont celles des tables {5}. Les probabilités des χ^2 de ces ajustements sont sensiblement supérieures à celles obtenues précédemment, et comprises entre 10-12 et 10-10. La courbe b de la figure 12 correspond au meilleur ajustement, celui dans lequel les paramètres du ρ^0 et du f^0 sont libres. Les valeurs trouvées pour ces derniers sont reportées dans le tableau ci-dessous dans lequel on rappelle aussi les valeurs correspondant à l'ajustement déjà cité.

en MeV →	ρ^0		f^0		g^0	
	m	Γ	m	Γ	m	Γ
ρ^0 et f^0	747 ± 8	103 ± 16	1283 ± 9	203^{+45}_{-33}		
ρ^0, f^0 et g^0	741 ± 8	132 ± 18	1275 ± 8	197 ± 27	1664	111

On remarque que les valeurs des masses du ρ^0 et du f^0 sont un peu plus faibles. L'introduction du g^0 a fait peu varier la largeur du f^0 , mais diminué sensiblement l'erreur sur cette valeur. La largeur du ρ^0 est très voisine de celle des tables {5}.

Le fait que la description du spectre de masse du système $\pi^+\pi^-$ soit meilleure lorsqu'on suppose que le g^0 est produit nous paraît un argument en faveur de la présence de cette résonance.

Lorsqu'on examine l'ensemble des données publiées qui concernent l'état final à 4 pions, pour des impulsions incidentes variant entre 1.2 et 5.7 GeV/c (Tableau III) on voit que, d'une façon générale, les masses du ρ^0 et du f^0 sont inférieures aux valeurs moyennes de {5}. Les nôtres apparaissent tout à fait compatibles avec les valeurs citées. Les largeurs, elles, varient beaucoup et se situent de part et d'autre des valeurs moyennes. Les ajustements que nous avons faits jusqu'ici nous permettent de donner une première série de valeurs des sections efficaces de production des résonances que nous observons (Tableau III).

Nbre évts	Réf.	P _{inc} GeV/c	ρ^0 (en MeV)		S^* (en MeV)		f^0 (en MeV)		g^0 (en MeV)		en millibarns			
			m ± Δm	$\Gamma \pm \Delta\Gamma$	m ± Δm	$\Gamma \pm \Delta\Gamma$	m ± Δm	$\Gamma \pm \Delta\Gamma$	m ± Δm	$\Gamma \pm \Delta\Gamma$	σ_{ρ^0}	σ_{S^*}	σ_{f^0}	σ_{g^0}
12		0.7									3.1 ± 0.3		3.3 ± 0.3	
1503	13	1.2	745 ± 5	150 ± 13			1254	117			1.7		0.9	
	14	1.26 à 1.65	743	180							0.90 ± 0.38			
	15	2.4									0.54 ± 0.09		0.57 ± 0.09	
566	17	2.5	751 ± 8	112 ± 10	1058 ± 5	80 imposée	1249 ± 7	180			0.64 ± 0.20	0.08	0.51 ± 0.10	
	15	2.9									0.43 ± 0.08		0.39 ± 0.08	
216	2	3.3 et 3.6									0.2 ± 0.1		0.1 ± 0.1	
895		3.6	741 ± 8	132 ± 18			1275 ± 8	197 ± 27	1664	111	0.25 ± 0.07 (1) 0.29 ± 0.05 (2) 0.228 ± 0.051 (3)	0.009	0.32 ± 0.09 0.28 ± 0.05 0.193 ± 0.010	0.12 ± 0.02 0.07 ± 0.02 0.059 ± 0.04
191	16	5.7	768 ± 14	72 ± 30			1240 ± 20	102 ± 46			0.042 ± 0.013		0.043 ± 0.012	

- 1) ajustement avec fond statistique + fonctions de Breit-Wigner
- 2) ajustement avec différents états finals - recherche du χ^2 minimum
- 3) ajustement avec différents états finals - recherche de la fonction de vraisemblance maximum

TABLEAU III

Les valeurs données dans d'autres expériences (voir aussi figure 15) montrent que les sections efficaces de production du ρ^0 et du f^0 décroissent continûment et que, en dehors de notre expérience, le méson g^0 n'a jamais été signalé dans des annihilations. Ceci peut s'expliquer par la faible statistique des expériences faites à une impulsion comparable à la nôtre, et par la section efficace assez petite de production de cette résonance.

A 2.5 GeV/c, on signale la présence de la résonance S^* (1060 MeV). Nous voyons un faible excès d'événements qui nous semble néanmoins peu significatif au voisinage de cette masse et nous pouvons donner une limite supérieure de la section efficace (0.009 mb), sans affirmer cependant que nous observons cet objet de façon certaine.

2) Production simultanée de deux résonances

La proportion importante d'états dipioniques résonnants (~ 1.6 résonance par événement) nous a incité à rechercher si deux de ces résonances peuvent être produites simultanément dans un état final du type XY, dans lequel X et Y sont deux résonances identiques ou non. Cette recherche est rendue difficile par la présence de 4 combinaisons $\pi^+\pi^-$ par événement et nous l'avons abordé par 2 voies différentes.

i) Etude du spectre de la masse associée à un dipion . Nous avons défini 6 intervalles de masse du système $\pi^+\pi^-$ en nous efforçant d'avoir, dans chacun, des nombres de combinaisons à peu près comparables. Ces régions, qui ne recouvrent pas tout à fait la totalité de l'intervalle de variation de la masse du dipion, sont ainsi définies :

numéro	Intervalle de masse	Nombre de combinaisons	Caractéristique
1	280 - 660 MeV	511	avant ρ^0
2	600 - 840	659	dans ρ^0
3	900 - 1100	434	entre ρ^0 et f^0
4	1160 - 1360	655	dans f^0
5	1400 - 1700	474	dans g^0
6	au-delà de 1700	425	après g^0

L'état final de la réaction (1) se compose de $2\pi^+$ et $2\pi^-$, c'est-à-dire que l'on peut y définir 4 systèmes $\pi_\ell^+\pi_k^-$ où ℓ et k prennent les valeurs 1 ou 2. Considérant pour un événement un des 4 systèmes $\pi_\ell^+\pi_k^-$ dont la masse se trouve dans l'intervalle i ($1 \leq i \leq 6$) nous appelons masse associée à $(\pi_\ell^+\pi_k^-)_i$ la masse du système composé du π^+ et du π^- restants. Si l'on fait la distribution de la masse effective du dipion associé à un dipion $(\pi_\ell^+\pi_k^-)_i$ et que i corresponde à la position d'une résonance X, la présence d'une résonance Y dans le spectre de la masse associée donne une indication sur l'existence possible d'un état final XY.

Il faut noter qu'un événement contribue aux différentes distributions ainsi obtenues (figure 13), d'une façon difficile à préciser puisque, pour un même événement, 0, 1, 2, 3 ou 4 des systèmes $\pi^+\pi^-$ peuvent avoir une masse effective se trouvant dans l'intervalle i considéré. On obtient les nombres suivants d'événements ayant de 0 à 4 combinaisons $\pi^+\pi^-$ dans les régions de masse du ρ^0 et du f^0 :

	ρ^0	f^0
0	380	422
1	378	313
2	125	134
3	11	25
4	0	0

Les distributions de la figure 13 ont été ajustées de la même façon que le spectre total.

Afin de voir l'influence d'une détermination précise des masses et des largeurs, nous avons fixé les valeurs des paramètres des résonances

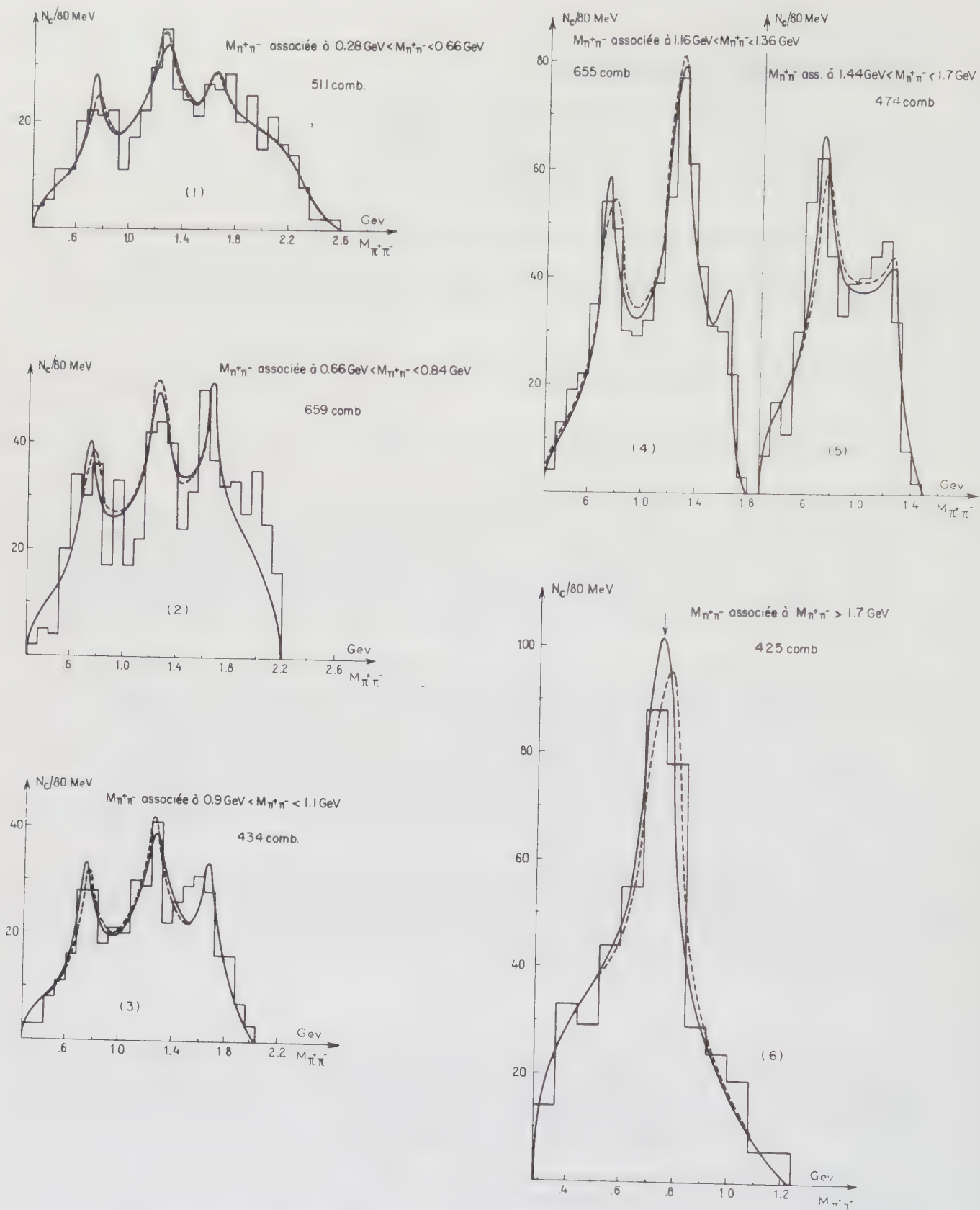


Fig. 13 - Variation de la masse effective du système $\pi^+\pi^-$ en fonction de la masse effective du système $\pi^+\pi^-$ associé. Courbe en trait plein : valeurs expérimentales des paramètres de ρ, f, g . Courbe en pointillé : valeurs des tables des paramètres de ρ, f, g .

1°/ aux valeurs des tables {5} (courbes en pointillé)

2°/ aux valeurs que nous avons trouvées en tenant compte de la présence du ρ^0 , du f^0 et du g^0 (courbes en traits pleins).

Dans chaque hypothèse et pour chaque intervalle de masse i du système $\pi^+\pi^-$, nous avons reporté dans le tableau IV les nombres apparents des résonances du spectre de masse $\pi^+\pi^-$ associé.

Intervalle de masse	Nombre de ρ^0		Nombre de f^0		Nombre de g^0		χ^2/N_D
	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	
1	26 $\pm$ 11	28 $\pm$ 11	49 $\pm$ 16	53 $\pm$ 19	15 $\pm$ 12	15 $\pm$ 11	18/27
2	52 $\pm$ 15	51 $\pm$ 15	68 $\pm$ 20	77 $\pm$ 23	50 $\pm$ 15	50 $\pm$ 15	87/22
3	44 $\pm$ 16	45 $\pm$ 16	57 $\pm$ 20	63 $\pm$ 23	33 $\pm$ 13	33 $\pm$ 13	19/19
4	85 $\pm$ 25	98 $\pm$ 27	139 $\pm$ 29	165 $\pm$ 41	57 $\pm$ 15	57 $\pm$ 16	16/13
5	70 $\pm$ 23	92 $\pm$ 27	44 $\pm$ 17	51 $\pm$ 20			31/13
6	167 $\pm$ 32	169 $\pm$ 33					13/9

$\sigma_{\bar{p}p} \rightarrow g^0 \rho^0 \approx (0.024 \pm 0.007) \text{mb}$
 $\sigma_{\bar{p}p} \rightarrow g^0 f^0 \approx (0.027 \pm 0.007) \text{mb}$
 $\sigma_{\bar{p}p} \rightarrow f^0 f^0 \approx (0.08 \pm 0.02) \text{mb}$

} limites supérieures

N_D = nombre de degrés de liberté

(1) Ajustement à l'aide des valeurs des tables {5}

(2) Ajustement à l'aide des valeurs trouvées expérimentalement

TABLEAU IV

Nous voyons que :

1°/ la différence des valeurs adoptées pour les masses et les largeurs du ρ^0 et du f^0 n'a qu'une influence négligeable,

2°/ il semble que, compte tenu des erreurs, on puisse parler d'association $f^0 f^0$, $f^0 g^0$ et, dans une proportion moindre, $\rho^0 g^0$ (la dernière ligne du tableau IV donne une estimation de la production associée pour ces 3 voies). La possibilité d'associations $\rho^0 \rho^0$ et $\rho^0 f^0$, quoique faible, ne peut être écartée.

Par ailleurs :

- le signal du ρ^0 est présent dans toutes les bandes de masse du spectre associé
- celui du f^0 est présent dans toutes les bandes dans lesquelles sa production est énergétiquement permise (1 à 5)
- il en est de même pour le g^0 mais les erreurs sont grandes et, dans la bande 4, sa signification est contestable (son introduction améliore l'ajustement et n'est pas autrement justifiée).

Ceci nous conduit à penser qu'il peut exister des états à 3 corps tels que $\rho^0 2\pi$ et $f^0 \pi^+\pi^-$.

Cette méthode nous semble assez peu précise, à cause de la contribution éventuellement multiple d'un même événement, à un signal donné.

ii) Recherche directe des états finals

a - Ajustement par la méthode des moindres carrés

Elle consiste à déterminer les proportions des différents états finals possibles en ajustant la distribution de la masse effective du système $\pi^+\pi^-$ par une somme pondérée de distributions qui correspondent à des états finals tels que $\rho^0 2\pi$, $\rho^0 f^0$, etc..., les poids étant des paramètres libres. Ces distributions sont obtenues à l'aide du programme de génération statistique d'événements FOWL {7}.

On a utilisé, d'une part, les masses et les largeurs des tables {5} (courbe a de la figure 14), d'autre part, les valeurs que nous trouvons (courbe b de la figure 14).

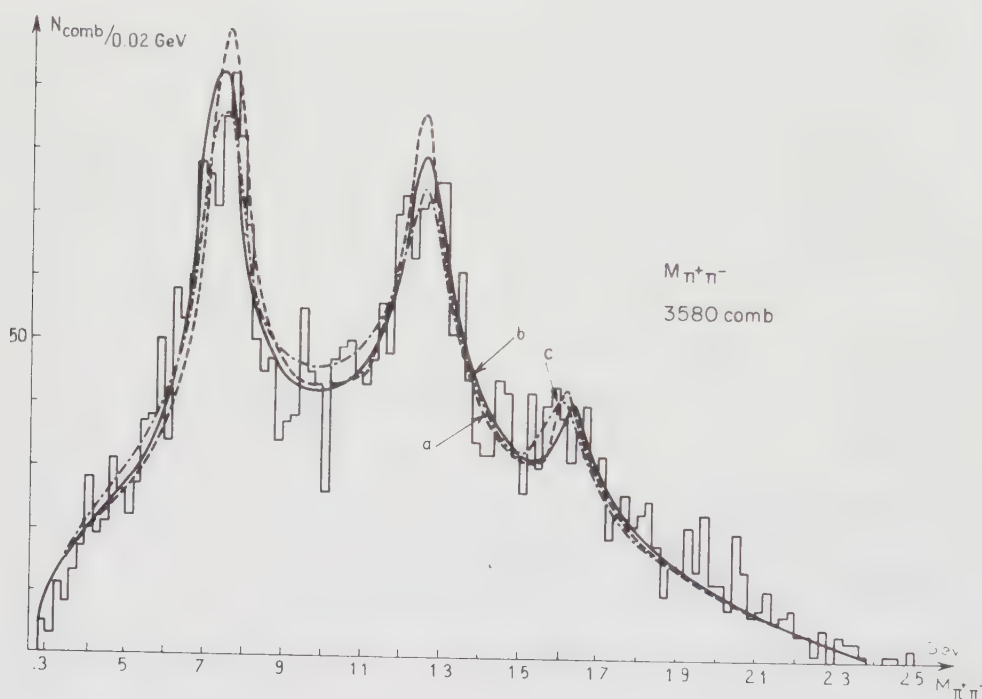


Fig. 14 - Masse effective du système $\pi^+\pi^-$. Ajustement avec méthode de a) et b) moindres carrés. c) maximum de vraisemblance.

1°/ Dans une première étape, nous avons négligé la présence du méson g^0 , afin de voir si l'excès d'événements que nous voyons à cet endroit n'est pas une réflexion de la présence d'états finals à 2 et 3 corps. Les seuls états possibles sont alors les suivants :

$$4\pi, \rho^0 2\pi, f^0 2\pi, \rho^0 \rho^0, f^0 f^0, \rho^0 f^0$$

Lorsqu'on utilise pour les résonances les valeurs des tables, le meilleur ajustement est réalisé quand les états finals suivants sont possibles :

$$\rho^0 2\pi, f^0 2\pi, f^0 f^0$$

En utilisant les valeurs des paramètres du ρ^0 et du f^0 trouvées expérimentalement, leur nombre se réduit encore :

$$\rho^0 2\pi, f^0 f^0$$

Le tableau V donne le nombre d'événements de chaque type ainsi que les valeurs des χ^2 et les probabilités correspondantes.

	$\rho^0 2\pi$	$f^0 2\pi$	$f^0 f^0$	χ^2/N_D	Probabilité
Ajustement 1 (valeurs des tables)	585 ± 140	121 ± 78	189 ± 95	201/106	$\sim 10^{-7}$
Ajustement 2 (valeurs expérimentales)	606 ± 200		289 ± 90	186/106	$\sim 10^{-6}$

* N_D = nombre de degrés de liberté

TABLEAU V

Ces résultats sont meilleurs que ceux que l'on trouve en ajustant à l'aide d'un fond statistique et de 2 fonctions de BREIT-WIGNER mais la région de masse 1.4-1.7 GeV reste mal décrite.

Ceci nous confirme la présence de la résonance g.

2°/ Nous avons donc refait ce travail en supposant que le g^0 est produit, puisque l'effet observé ne peut s'expliquer par la seule présence d'états finals divers. Nous avons pour cela considéré les 9 états suivants :

4π , $\rho^0 2\pi$, $f^0 2\pi$, $g^0 2\pi$, $\rho^0 \rho^0$, $f^0 f^0$, $\rho^0 f^0$, $\rho^0 g^0$, $f^0 g^0$

en utilisant toujours d'une part les valeurs de masse et de largeur des tables, d'autre part, les valeurs trouvées expérimentalement. Les 2 résultats sont très voisins, ainsi que le montre le tableau VI dans lequel nous avons noté les états qui seuls demeurent après l'ajustement et les nombres d'événements correspondants.

	4π	$\rho^0 2\pi$	$f^0 f^0$	$g^0 \rho^0$	χ^2/N_D	Probabilité
Ajustement 1	33 ± 33	442 ± 50	264 ± 12	155 ± 20	167/103	<0.001
Ajustement 2		454 ± 65	296 ± 50	145 ± 40	153/103	0.001

TABLEAU VI

On remarque, là aussi, que la détermination précise de la masse n'est pas critique pour cette recherche, encore que l'ajustement soit un peu amélioré.

Les chiffres que nous obtenons nous permettent d'abord de donner une autre détermination des sections efficaces de production des résonances que nous observons (tableau III).

Nous pouvons de plus donner une évaluation des sections efficaces de production des états finals présents dans la réaction :

$$\begin{aligned}\sigma(\bar{p}p \rightarrow \rho^0 2\pi) &= (0.22 \pm 0.06) \text{ mb} \\ \sigma(\bar{p}p \rightarrow f^0 f^0) &= (0.14 \pm 0.02) \text{ mb} \\ \sigma(\bar{p}p \rightarrow \rho^0 g^0) &= (0.07 \pm 0.02) \text{ mb}\end{aligned}$$

b - Recherche par une méthode de maximum de vraisemblance

Notre statistique n'étant pas très élevée, cette dernière méthode qui considère chaque événement individuellement, nous a semblé mieux adaptée à notre recherche que les 2 précédentes.

Dans l'hypothèse où il y a production de ρ^0, f^0, g^0 nous avons considéré que les 9 états finals cités précédemment peuvent exister. Les résultats sont portés dans le tableau VII.

Etats finals	Pourcentage	Nombre d'événements correspondant	Section efficace en mb
$\rho^0 2\pi$	46.1 ± 6.0	412	0.198 ± 0.026
$f^0 2\pi$	14.5 ± 9.4	130	0.062 ± 0.040
$g^0 2\pi$	2.2 ± 4.4	19	0.009 ± 0.018
$f^0 f^0$	10.3 ± 3.8	92	0.044 ± 0.016
$\rho^0 f^0$	2.9 ± 3.6	26	0.012 ± 0.015
$\rho^0 g^0$	4.1 ± 2.8	37	0.017 ± 0.012
$g^0 f^0$	7.3 ± 2.4	65	0.031 ± 0.010
$\rho^0 \rho^0$	~ 0		~ 0
4π	$12.4^{(*)} \pm 6.2$	111	$0.053^{(*)} \pm 0.027$

(*) Valeur déduite de l'ensemble des valeurs précédentes

TABLEAU VII

Le spectre $\pi^+ \pi^-$ correspondant est représenté par la courbe c de la figure 14. La sélection des hypothèses est, semble-t-il, beaucoup moins brutale que par la méthode précédente et le résultat est qualitativement très voisin de celui de la première.

En plus des sections efficaces des différentes voies de l'état final, nous pouvons donner les valeurs des sections efficaces de production des résonances, indépendamment des états auxquels elles participent :

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho^0} &= (0.23 \pm 0.04) \text{ mb} \\ \sigma_{f^0} &= (0.19 \pm 0.11) \text{ mb} \\ \sigma_{g^0} &= (0.06 \pm 0.04) \text{ mb}\end{aligned}$$

iii) Comparaison des résultats donnés par les 3 méthodes

a - Sections efficaces de production des résonances

Les résultats sont comparables dans la limite des erreurs. On peut donc estimer que les fractions de production du ρ^0 , du f^0 et du g^0 dans notre expérience, sont les

suivantes (le calcul est fait en prenant la moyenne des 3 valeurs obtenues) :

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho^0} &= (0.28 \pm 0.05) \text{ mb} \\ \sigma_{f^0} &= (0.26 \pm 0.08) \text{ mb} \\ \sigma_{g^0} &= (0.08 \pm 0.03) \text{ mb}\end{aligned}$$

Sur la figure 15 (a et b) nous avons reporté les sections efficaces de production du ρ^0 et du f^0 quand l'impulsion de l'antiproton incident varie entre 1.2 et 7 GeV/c. On voit que la production des résonances est un caractère dominant de l'annihilation, surtout à basse énergie.

Nos valeurs sont comparables à celles qui ont été trouvées à la même impulsion, bien que calculées à partir d'une section efficace $\sigma_{\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-}$ inférieure.

b - Estimation des proportions d'états finals

Répetons les résultats de nos différentes méthodes d'analyse :

- L'étude des spectres de masses associées semble montrer que les états finals présents dans la réaction sont les suivants :

$$\rho^0 2\pi, f^0 2\pi, g^0 2\pi, g^0 \rho^0 (?) f^0 f^0 \text{ et } g^0 f^0$$

- La méthode d'analyse du spectre total du dipion $\pi^+ \pi^-$ par recherche du χ^2 minimum n'accorde de poids qu'aux seuls états $\rho^0 2\pi, f^0 f^0, g^0 \rho^0$

- Par la recherche de la fonction de vraisemblance maximum, enfin, on élimine seulement l'hypothèse d'états finals de type $\rho^0 \rho^0$.

L'ensemble des résultats est reporté dans le tableau suivant :

Etats finals	Sections efficaces en mb		
	méthode 1	méthode 2	méthode 3
$\rho^0 2\pi$	non nul	0.220 ± 0.060	0.198 ± 0.026
$f^0 2\pi$	non nul	~ 0	0.062 ± 0.040
$g^0 2\pi$	non nul	~ 0	0.009 ± 0.018
$f^0 f^0$	0.080 ± 0.020	0.140 ± 0.020	0.044 ± 0.016
$\rho^0 f^0$		~ 0	0.012 ± 0.015
$\rho^0 g^0$	0.024 ± 0.007	0.070 ± 0.020	0.017 ± 0.012
$f^0 g^0$	0.027 ± 0.007	~ 0	0.031 ± 0.010
$\rho^0 \rho^0$		~ 0	~ 0
4π		~ 0	$0.053^{(*)} \pm 0.027$

(*) Chiffre déduit de l'ensemble des valeurs ci-dessus.

Les états finals pour lesquels on possède 2 ou 3 valeurs des sections efficaces montrent que :

- pour $\rho^0 2\pi$, les méthodes 2 et 3 donnent un résultat identique
- pour $f^0 f^0$ et $g^0 \rho^0$, les méthodes 1 et 3 donnent un résultat identique, inférieur à celui de la méthode 2.

Nous avons dit plus haut que les chiffres trouvés par la méthode 1 constituaient sans doute des limites supérieures. Cependant la méthode est peu précise et nous considérons qu'elle est plutôt indicative.

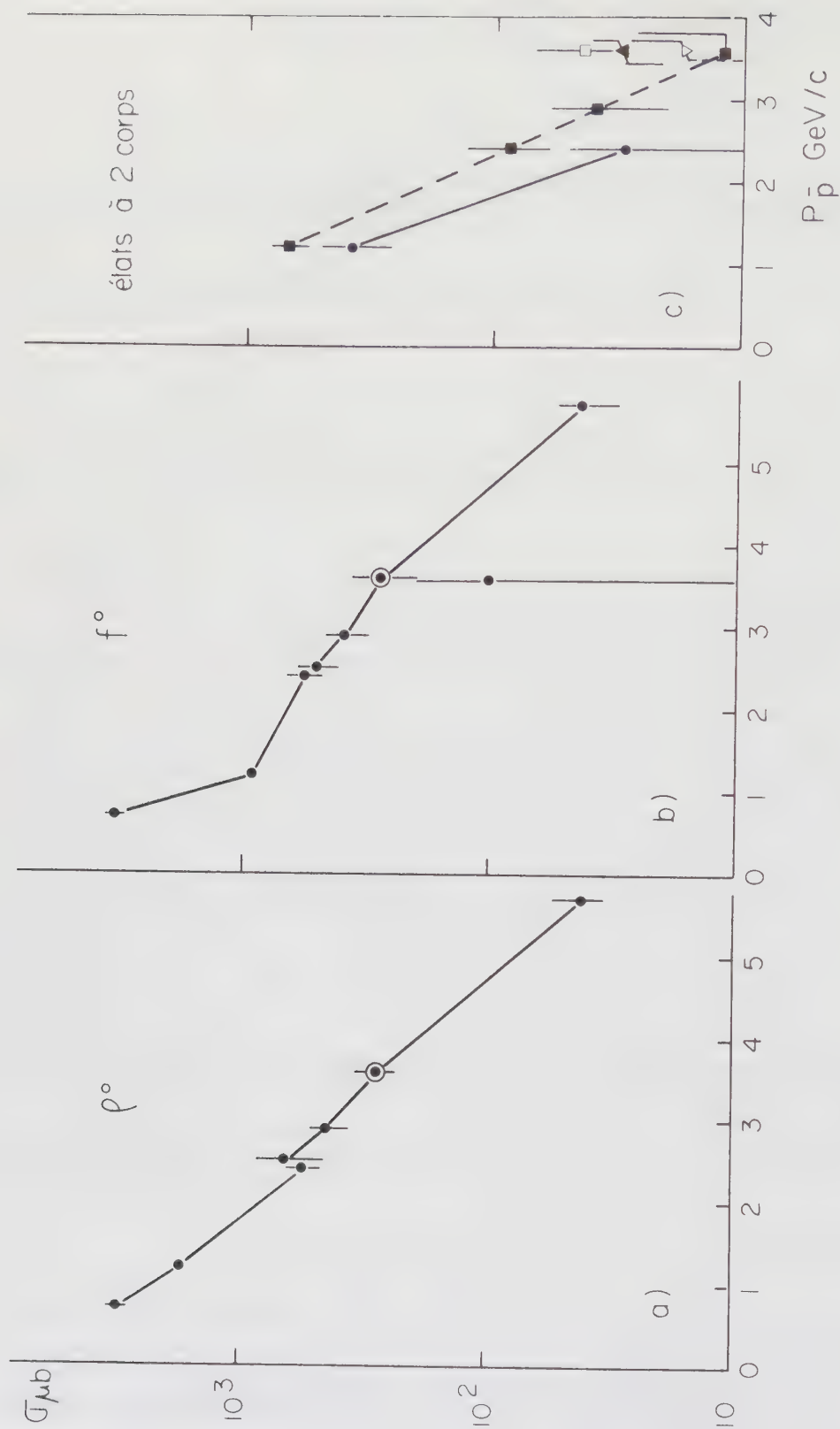


Fig. 15 - Réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$. Variation des sections efficaces de production a) du ρ^0 ; b) du f^0 ; c) des états finals à 2 corps.

Nous choisirons de donner pour résultat final celui de la troisième méthode. Les résultats concernant les états $g^0 2\pi$ et $\rho^0 f^0$ étant affectés d'erreurs très grandes, il nous semble que l'on ne peut conclure avec certitude qu'à l'existence des états suivants :

$$\rho^0 2\pi, f^0 2\pi, f^0 f^0, \rho^0 g^0, f^0 g^0$$

Jusqu'ici, les seules données publiées sur les productions simultanées de 2 résonances, sont relatives aux canaux $\rho^0 \rho^0, \rho^0 f^0$ {8}, pour des impulsions incidentes allant de 0.7 à 2.9 GeV/c. Nous les avons reportées sur la figure 15c. La voie $\rho^0 \rho^0$ paraît s'éteindre dès 3 GeV/c. La décroissance de la voie $\rho^0 f^0$ est remarquablement linéaire dans le système de coordonnées que nous avons choisi. Il semble qu'au-delà de notre impulsion incidente, il soit difficile d'observer ces voies. Quant aux états $f^0 f^0, g^0 \rho^0$ et $g^0 f^0$, ils n'ont jamais été observés jusqu'ici et les chiffres que nous donnons constituent un résultat nouveau.

A.3 - Tripions $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ et $\pi^- \pi^- \pi^+$

On ne voit dans les distributions de masses effectives correspondantes et dans les distributions $\rho^0 \pi^+, \rho^0 \pi^-, f^0 \pi^+$ et $f^0 \pi^-$, aucune indication significative d'états résonnants, comme les mésons $A_2(1280)$ et $\pi(1640)$. Les limites supérieures des sections efficaces de production de ces objets sont estimées à 15 μb .

B) Distributions des angles d'émission des dipions

La distribution du cosinus de l'angle du dipion $\pi^+ \pi^+$ (ou $\pi^- \pi^-$) et de l'antiproton dans le système du centre de masse, est fortement collimatée : $C_{\pm\pm} = 2.04 \pm 0.05$. Celle qui correspond au dipion $\pi^+ \pi^-$ l'est un peu moins : $C_{+-} = 1.68 \pm 0.07$, mais la collimation provient surtout des dipions émis tout à fait vers l'avant et l'arrière ($|\cos\theta| > 0.9$).

Si l'on répartit les masses des dipions $\pi^+ \pi^+$ (ou $\pi^- \pi^-$) et $\pi^+ \pi^-$ dans les 6 bandes de masse définies dans un paragraphe précédent, les distributions n'ont pas des allures très différentes. En particulier, la variation des paramètres de collimation ne présente pas de particularité évidente dans les régions où il y a production abondante de résonances, à l'exception de la région du f^0 où $C_{+-}(1.69 \pm 0.05)$ est sensiblement supérieur à $C_{\pm\pm}(1.41 \pm 0.09)$.

a) Etude de la distribution angulaire des pions de désintégration, en termes de polynômes de Legendre

Afin de voir s'il existe des états de moment angulaire du dipion $\pi^+ \pi^-$ qui prédominent dans l'état final à 4 pions, nous avons étudié par la méthode des moments, comment varient les coefficients a_i des polynômes de Legendre $P_i(\cos\theta)$ en fonction de la masse du dipion lorsqu'on décrit la distribution angulaire des pions de la désintégration par une expression de la forme :

$$A(\theta) = \frac{1}{2} + \sum_i a_i P_i(\cos\theta)$$

θ est l'angle d'un pion dans le système du centre de masse du dipion, la référence étant la direction d'émission du dipion dans le système du centre de masse général, avec, de plus, la convention suivante :

- le pion est le π^+ si le dipion est émis vers l'avant, le π^- dans le cas contraire.

Les résultats sont reportés sur la figure 16, les coefficients allant de l'ordre 1 à l'ordre 10, le dipion variant dans les 6 bandes de masses déjà définies. On constate que les coefficients d'ordre 3 à 10 peuvent être considérés comme pratiquement nuls. Les productions de ρ^0 et de f^0 étant relativement importantes, on pourrait s'attendre à observer des structures du coefficient a_2 dans la région du ρ^0 (spin 1) et des coefficients a_2 et a_4 dans celle du f^0 (spin 2). Rien de cela n'apparaît de façon évidente et il ne semble donc pas que l'on puisse extraire une information de ce genre d'étude, sans doute mal adapté aux annihilations, plus particulièrement à cause du nombre important de combinaisons identiques.

$$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$$

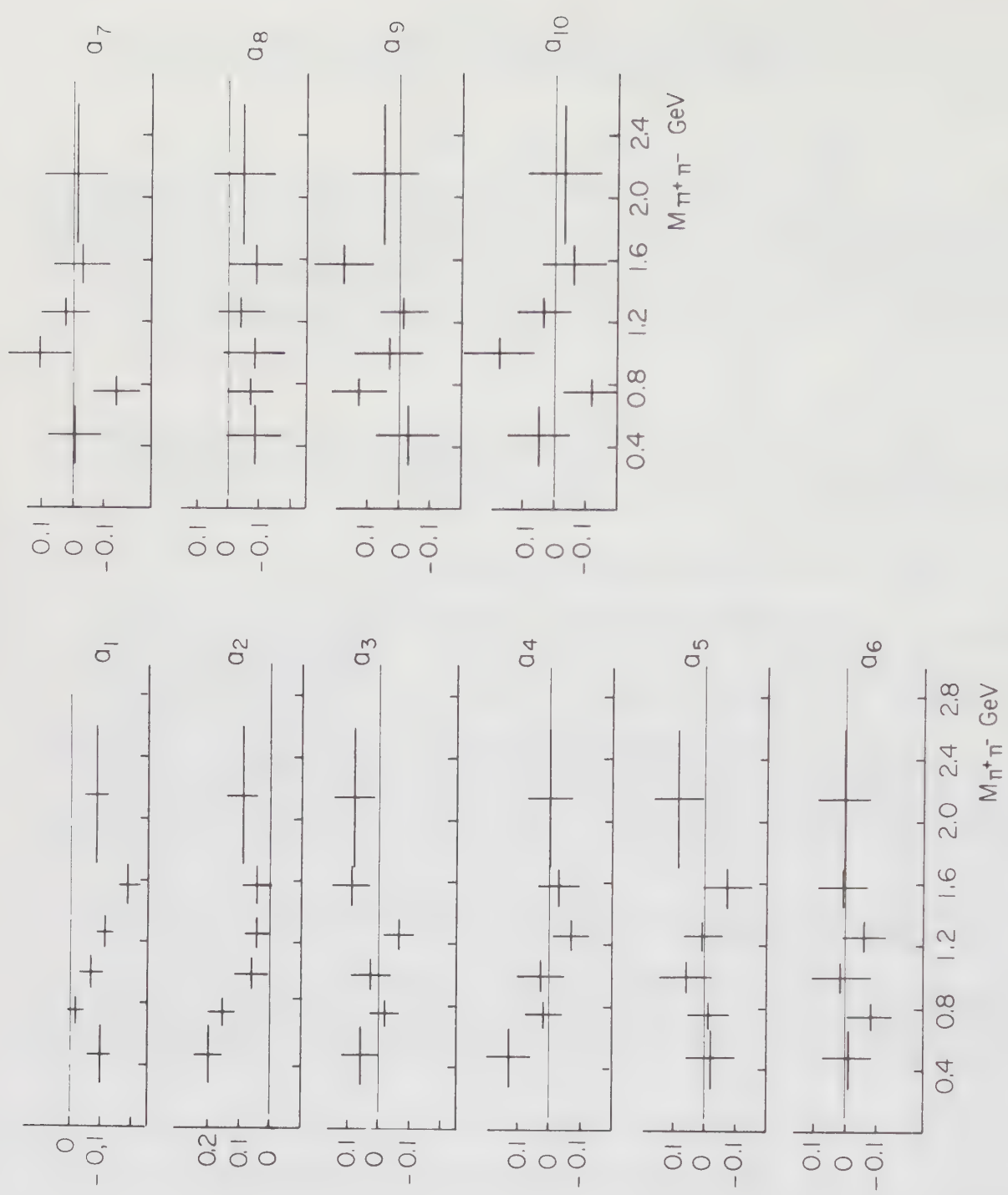


Fig. 16 - Variation des coefficients des polynômes de Legendre en fonction de la masse effective du système $\pi^+\pi^-$

$$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$$

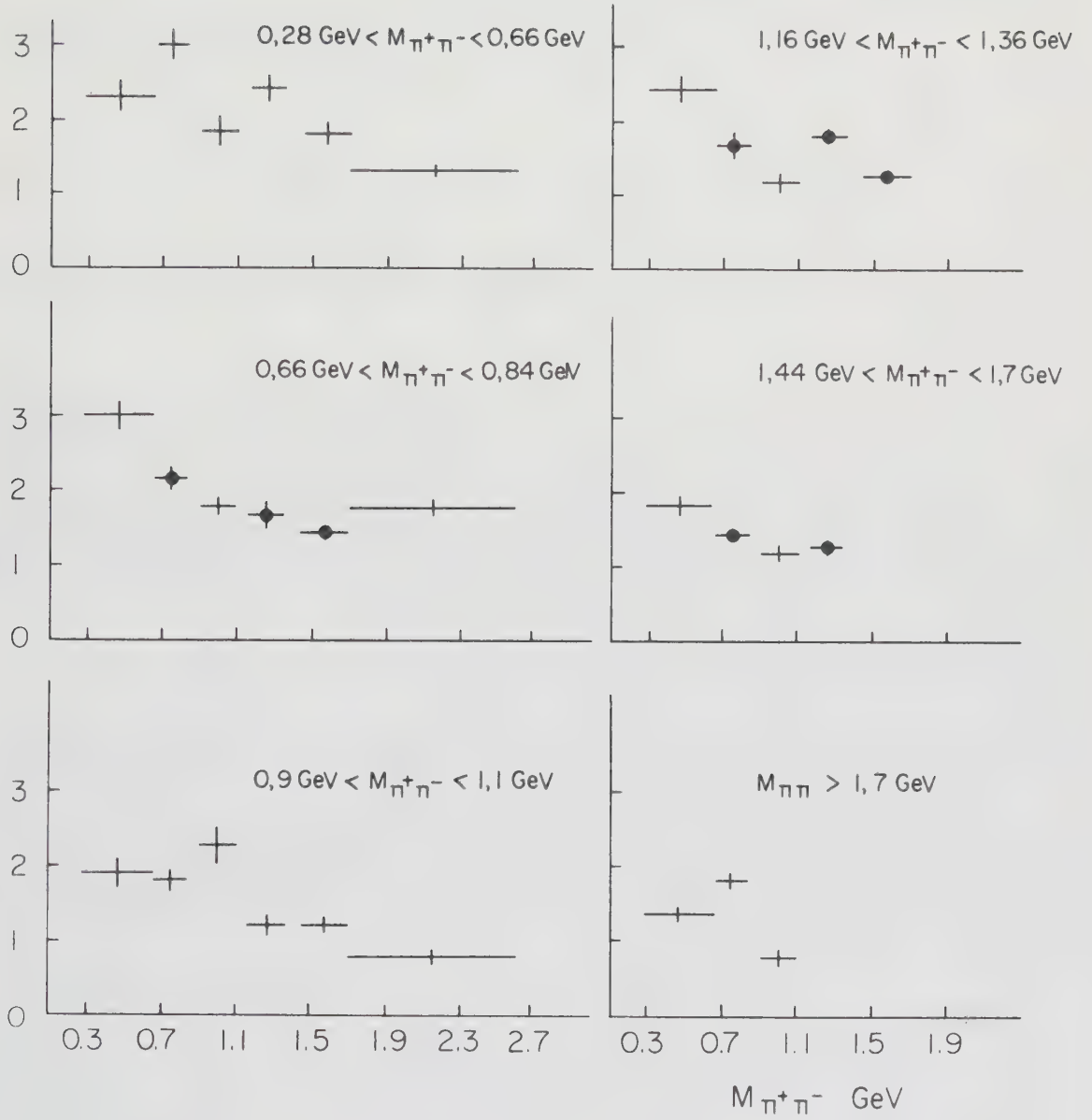


Fig. 17 - Variation du coefficient de collimation en fonction de la masse effective du système $\pi^+\pi^-$.

b) Distributions angulaires des dipions quand il y a production de 2 résonances

Nous avons examiné, lorsqu'un dipion $\pi^+\pi^-$ a une masse située dans l'intervalle i ($1 \leq i \leq 6$), comment évolue la distribution angulaire du dipion $\pi^+\pi^-$ qui lui est associé lorsque la masse de ce dernier varie de l'intervalle 1 à l'intervalle 6. Nous reportons sur la figure 17 les valeurs des paramètres C correspondants. On voit qu'en général, C décroît dans un intervalle de masse donné. Si l'on considère les valeurs qui correspondent à la possibilité de production simultanée de deux résonances (valeurs entourées), la seule discontinuité franche correspond à un état final f^0f^0 .

Ceci nous paraît constituer un argument supplémentaire en faveur de l'existence d'un tel état.

b) Réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-\pi^0$

Nous limiterons notre étude aux spectres de masse effective.

1 - Dipions $\pi^+\pi^+$ et $\pi^-\pi^-$:

Les distributions de leurs masses effectives ne montrent pas de déviation sensible par rapport à une distribution statistique.

2 - Dipions $\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^0$ et $\pi^-\pi^0$

Les distributions des masses effectives de ces dipions sont montrées sur la figure 18 (celles des dipions $\pi^+\pi^0$ et $\pi^-\pi^0$, apparemment identiques, sont portées sur la même figure). Les signaux du ρ^0 (765) et du f^0 (1264) sont visibles sur le spectre du dipion $\pi^+\pi^-$ et le signal du $\rho^\pm$ apparaît sur le spectre des dipions $\pi^+\pi^0$ et $\pi^-\pi^0$. Sur ces deux distributions, on remarque de plus, entre 500 et 600 MeV, une faible accumulation de combinaisons (300 à 400), plus nettement visible dans le spectre du dipion chargé. Nous allons en donner l'explication avant de poursuivre plus avant : il s'agit d'un effet lié à la production de l' ω^0 . Il disparaît en effet lorsqu'on élimine du lot d'événements, ceux qui contiennent une combinaison $\pi^+\pi^-\pi^0$ dont la masse est voisine de 780 MeV.

Détermination des caractéristiques des résonances

La présence de l'excès de combinaisons vers 500-600 MeV nous a conduit à faire deux déterminations des proportions, masses et largeurs des résonances observées.

a) Ajustements des distributions au-delà de 600 MeV. Nous éliminons ainsi la région gênante dont l'inconvénient est de conduire à une surestimation des largeurs et des nombres de ρ . Nous utilisons un fond statistique et une fonction de BREIT-WIGNER pour chaque résonance. Les courbes a et c de la figure 18 montrent le résultat obtenu, reporté par ailleurs dans le tableau VIII. Cette méthode sous-estime sans doute légèrement la production du ρ dont la largeur est assez importante.

	Ajustement à partir de 600 MeV			Ajustement du spectre total		
	$m \pm \Delta m$	$\Gamma \pm \Delta \Gamma$	$N \pm \Delta N$	$m \pm \Delta m$	$\Gamma \pm \Delta \Gamma$	$N \pm \Delta N$
ρ^0	748 ± 3	98 ± 9	2002 ± 364	755 ± 3	113 ± 11	2337 ± 420
f^0	1264	151	1160 ± 119	1264	151	1401 ± 520
$\rho^\pm$	748 ± 4	178 ± 16	2964 ± 510	747 ± 4	186 ± 16	3430 ± 580
ρ^+	751 ± 6	155 ± 20	1309 ± 364			
ρ^-	744 ± 6	195 ± 23	1595 ± 405			

TABLEAU VIII

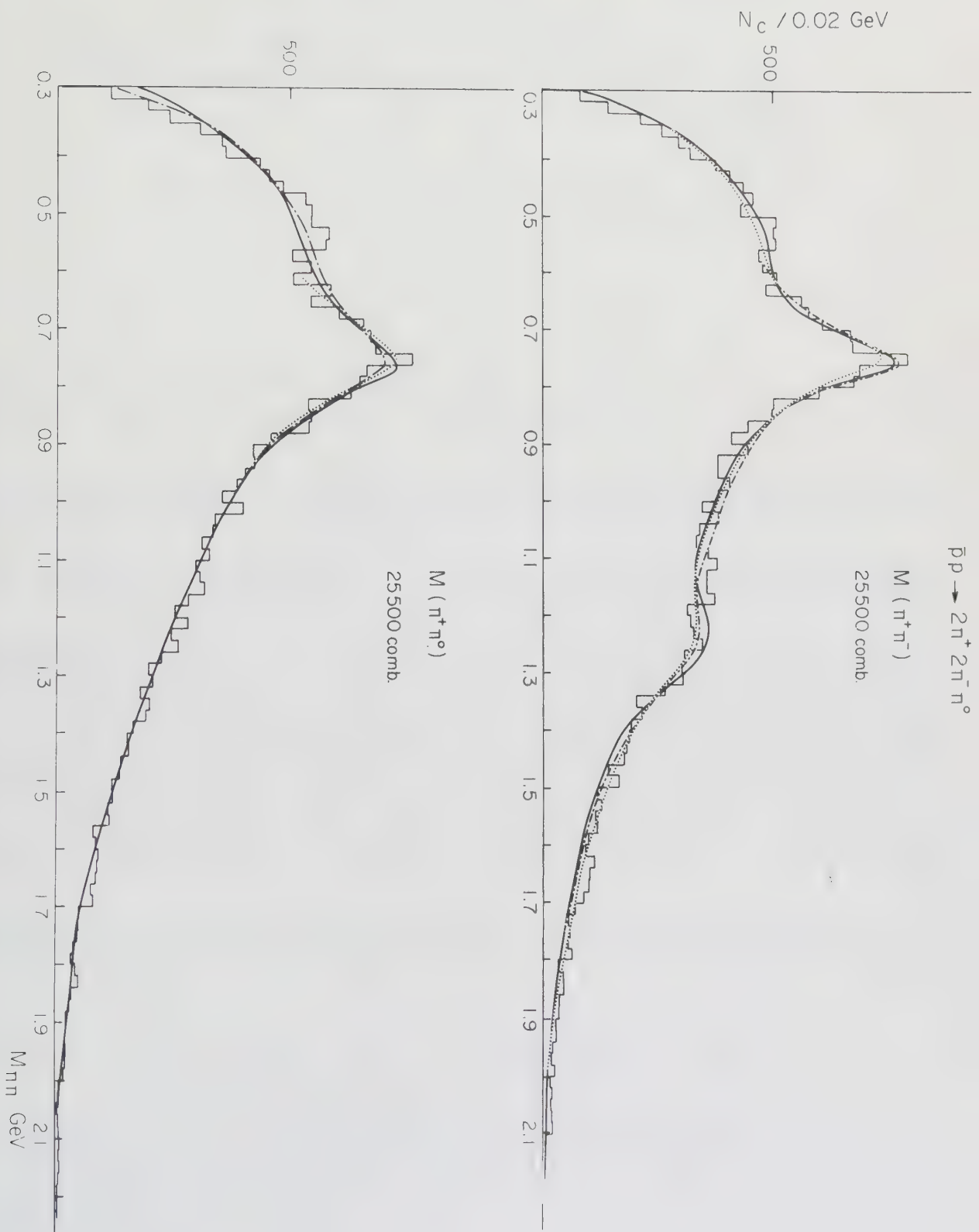


Fig. 18 - Masse effective des dipions, a) $\pi^+\pi^-$ b) $\pi^+\pi^0$.
 Courbes a et c : ajustement au-delà de 600 MeV.
 Courbes b et d : ajustement du spectre total.
 Courbes e et f : méthode du maximum de vraisemblance.

b) Recherche d'un fond tenant compte des résonances observées dans les autres distributions. Nous avons mentionné plus haut le moyen d'éliminer les combinaisons gênantes.

Néanmoins, nous avons préféré modifier le fond non résonnant en tenant compte :

- pour le spectre $\pi^+\pi^-$, de la production du $\rho^\pm$ et de $1'\omega^0$;
- pour le spectre $\pi^\pm\pi^0$, de la production du ρ^0 , du f^0 et de $1'\omega^0$.

Nous avons donc effectué deux sommes pondérées des distributions suivantes :

- spectre $\pi^+\pi^-$ quand il y a un $\rho^\pm$ produit dans l'événement
- spectre $\pi^+\pi^-$ " " ω^0 " "
- spectre $\pi^\pm\pi^0$ " " ρ^0 " "
- spectre $\pi^\pm\pi^0$ " " f^0 " "
- spectre $\pi^\pm\pi^0$ " " ω^0 " "
- distributions statistiques des masses effectives $\pi^+\pi^-$ et $\pi^\pm\pi^0$

Les proportions choisies correspondent à :

6 %	de	ω^0
31 %	de	ρ^0
45 %	de	$\rho^\pm$
18 %	de	f^0

Les résultats sont reportés dans le tableau VIII et les courbes correspondantes sont les courbes b et d de la figure 18.

Les ajustements ainsi obtenus ne sont pas très satisfaisants, en particulier dans la région des masses inférieures à 400 MeV.

c) Choix final des caractéristiques des résonances. Les valeurs des masses et des largeurs que nous retiendrons sont celles du premier ajustement, à cause de la description insuffisante de la région que nous venons de mentionner.

On voit que les ρ neutre et chargé ont même masse. Comme dans la réaction précédemment étudiée, elle est un peu inférieure à la moyenne donnée dans la référence 5 et tout à fait comparable (voir tableau IX) aux valeurs trouvées à d'autres énergies.

Les largeurs des 2 états de charge du ρ sont par contre fort différentes. Ceci est observé, mais moins nettement à 5.7 GeV/c. Dans les expériences d'annihilation, on considère généralement la somme des distributions des masses effectives des dipions $\pi^+\pi^0$ et $\pi^-\pi^0$. Or, examinant séparément ces 2 distributions, nous avons observé que la forme des 2 signaux n'était pas exactement la même. Des ajustements séparés de ces deux spectres, dans la région de masse s'étendant au-delà de 600 MeV nous ont donné les résultats reportés au bas du tableau VII. On voit que, si les positions des 2 pics sont très légèrement différentes, les largeurs, par contre, le sont assez fortement. A notre connaissance, les résultats concernant le ρ^+ et le ρ^- produits dans les annihilations n'ont jamais été donnés séparément. Par contre, dans les interactions pion-nucléon, le ρ^+ et le ρ^- présentent en moyenne, les mêmes caractères : le ρ^+ a une masse légèrement supérieure, une largeur légèrement inférieure à celle du ρ^- .

Nous voyons dans le tableau VIII que les valeurs des nombres de résonances trouvées ne sont pas les mêmes suivant la méthode de recherche employée, mais restent compatibles. Nous choisirons pour calculer la section efficace de production la moyenne de ces 2 valeurs :

$$\begin{aligned}
 \langle N_{\rho^0} \rangle &= 2170 \pm 280 & \sigma_{\rho^0} &= (1.40 \pm 0.18) \text{ mb} \\
 \langle N_{\rho^\pm} \rangle &= 3197 \pm 386 & \sigma_{\rho^\pm} &= (2.06 \pm 0.25) \text{ mb} \\
 \langle N_{f^0} \rangle &= 1280 \pm 270 & \sigma_{f^0} &= (0.82 \pm 0.17) \text{ mb}
 \end{aligned}$$

Une évaluation graphique de ces mêmes quantités conduit aux valeurs suivantes, un peu différentes mais compatibles (9) :

Nombre d'événts	Ref.	P inc Gev/c	ρ^0 en MeV		ρ^+ en MeV		f^0 en MeV		ω^0 en MeV		en millibarns			
			m $\pm$ Δm	$\Gamma \pm \Delta \Gamma$	m $\pm$ Δm	$\Gamma \pm \Delta \Gamma$	m $\pm$ Δm	$\Gamma \pm \Delta \Gamma$	m $\pm$ Δm	$\Gamma \pm \Delta \Gamma$	σ_{ρ^0}	σ_{ρ^+}	σ_{f^0}	σ_{ω^0}
	12	0.7												7.2 $\pm$ 0.5
8324	18	1.2	745 $\pm$ 5	130 $\pm$ 20	745 $\pm$ 5	150 $\pm$ 30	1255 $\pm$ 10	150 $\pm$ 30	783 $\pm$ 1	38 $\pm$ 4	5.2 $\pm$ 0.8	3.7 $\pm$ 0.7	1.08 $\pm$ 0.15	4.08 $\pm$ 0.27
	14	1.25 à 1.65	752 $\pm$ 3	187 $\pm$ 12	750 $\pm$ 3	184 $\pm$ 12					0.93 $\pm$ 0.15	0.86 $\pm$ 0.14		3.0 $\pm$ 0.2
	15	2.4									1.96 $\pm$ 0.14	2.0 $\pm$ 0.1	0.2	0.25 $\pm$ 0.04
3700	17	2.5									3.6 $\pm$ 0.9	3.2 $\pm$ 0.7	1.4 $\pm$ 0.3	0.85 $\pm$ 0.20
	15	2.9									1.22 $\pm$ 0.13	1.06 $\pm$ 0.10	0.22 $\pm$ 0.13	0.23 $\pm$ 0.05
1596	2	3.3 et 3.6									1.3 $\pm$ 0.3	1.0 $\pm$ 0.3	0.6 $\pm$ 0.3	0.4 $\pm$ 0.1
6380		3.6	748 $\pm$ 3	98 $\pm$ 9	748 $\pm$ 4	178 $\pm$ 16	1264 imposées	151	781 $\pm$ 2	30 $\pm$ 5	1.40 $\pm$ 0.18(1) 1.72 $\pm$ 0.26(2) 1.67 $\pm$ 0.14(3)	2.06 $\pm$ 0.25 1.63 $\pm$ 0.26 1.95 $\pm$ 0.15	0.82 $\pm$ 0.17 0.85 $\pm$ 0.19 0.55 $\pm$ 0.17	0.35 $\pm$ 0.06 0.36 $\pm$ 0.04 0.37 $\pm$ 0.01
872	19	5.7	740 $\pm$ 12	101 $\pm$ 21	755 $\pm$ 10	146 $\pm$ 31	1298 $\pm$ 23	115 imposée	779 $\pm$ 5	56 $\pm$ 16	0.24 $\pm$ 0.07	0.42 $\pm$ 0.10	0.08 $\pm$ 0.04	0.084 $\pm$ 0.026

TABLEAU IX

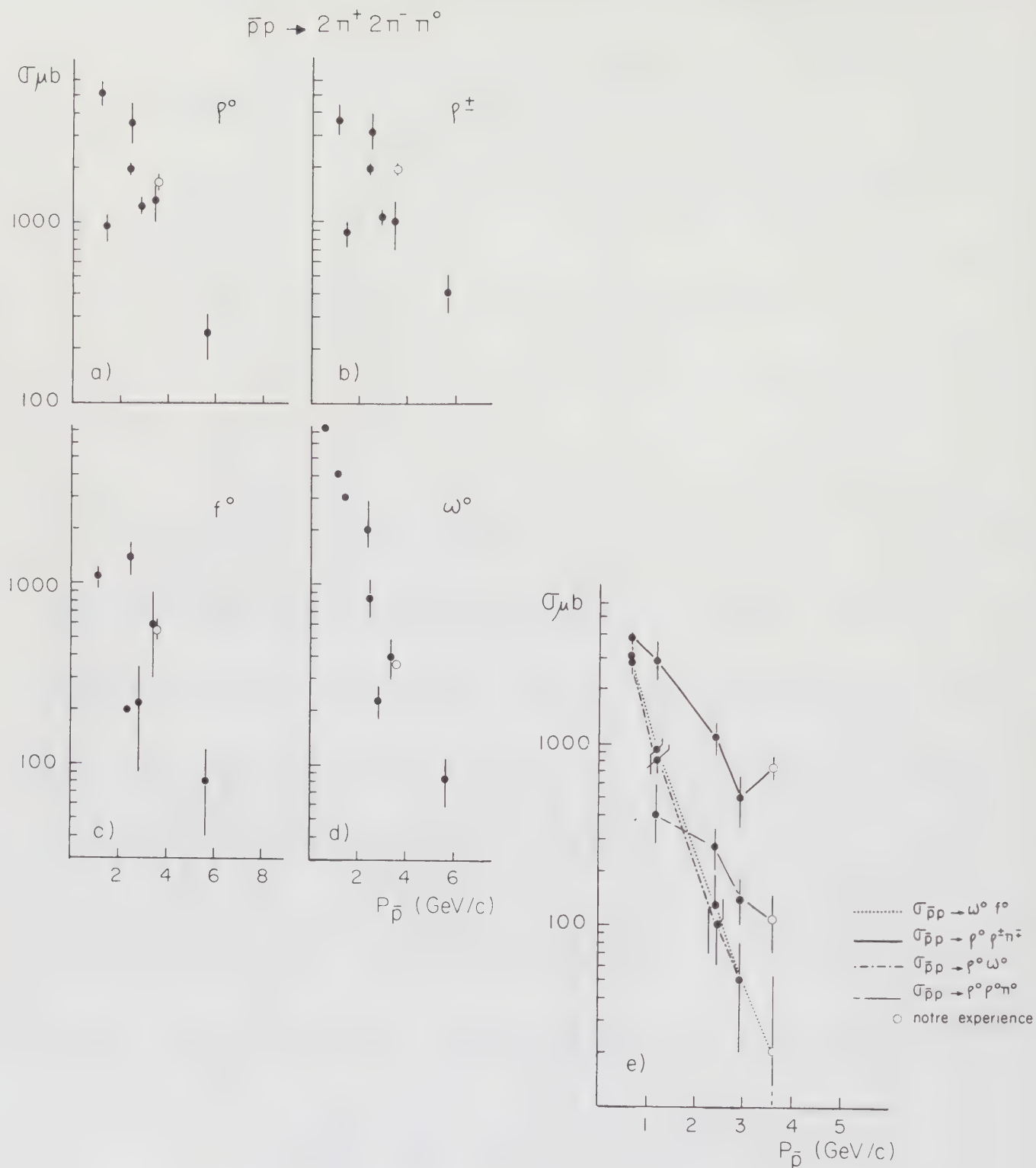


Fig. 19 - Variation des sections efficaces de production
 a) du ρ^0 ; b) du $\rho^\pm$; c) du f^0 ; d) de l' ω^0 ; e) des états
 finals à 2 et 3 corps.

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho^0} &= (1.72 \pm 0.26) \text{ mb} \\ \sigma_{\rho^\pm} &= (1.63 \pm 0.26) \text{ mb} \\ \sigma_{f^0} &= (0.85 \pm 0.19) \text{ mb}\end{aligned}$$

L'examen des données que l'on possède sur les sections efficaces de production des résonances dipioniques dans les annihilations entre 0.7 et 5.7 GeV/c (figure 19 a,b, c) montre une dispersion assez importante dans la région qui est la nôtre, si bien qu'il est difficile de parler de compatibilité ou non avec les résultats déjà existants. Le seul fait évident est qu'à plus haute impulsion (5.7 GeV/c), les sections efficaces sont notablement plus faibles.

3 - Tripion $\pi^+ \pi^- \pi^0$

Sur la figure 20 est représentée la distribution de la masse effective de ce tripion. Le seul signal évident est celui de la résonance $\omega^0(784)$. *

Lorsqu'on ajuste la distribution à l'aide d'un fond statistique et d'une fonction de BREIT-WIGNER, on obtient les valeurs suivantes de la masse, de la largeur et du nombre de ω^0 .

$$\begin{aligned}m_{\omega^0} &= (781 \pm 2) \text{ MeV} \\ \Gamma_{\omega^0} &= (30 \pm 5) \text{ MeV} \\ N_{\omega^0} &= 389 \pm 98 \quad (\text{fréquence} = 6 \%) \end{aligned}$$

La description du spectre est assez bonne sauf dans la région de masse située vers 900 MeV et nous sous-estimons certainement le nombre des ω^0 produits. Une estimation faite en traçant un fond continu à la main conduit à une valeur supérieure, qu'il nous paraît possible d'évaluer avec une erreur relative moins importante.

$$N_{\omega^0} = 540 \pm 100$$

Une évaluation faite par une autre méthode (9) conduit au chiffre suivant, sensiblement égal :

$$N'_{\omega^0} = 559 \pm 69$$

* Note - Lorsqu'on calcule pour chaque combinaison $\pi^+ \pi^- \pi^0$ d'un événement, un élément de matrice M correspondant à un système de 3 pions de spin J et de parité P donnés et qu'on examine les spectres des combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ satisfaisant à $M < 0.5 M_{\max}$ et $M > 0.5 M_{\max}$, ($M_{\max}$ = valeur maximum que peut prendre M), on constate que :

1°/ quand $J^P = 1^-$ (nombres quantiques du ω^0) et $M > 0.5 M_{\max}$, le ω^0 est évidemment présent, mais on voit aussi apparaître le A_2 vers 1300 MeV et un signal à 1640 MeV,

- quand $J^P = 1^-$ et $M < M_{\max}$, seul le signal à 1640 MeV demeure

2°/ quand $J^P = 2^+$ (nombres quantiques du A_2) et $M > 0.5 M_{\max}$, les 3 mêmes signaux sont visibles,

- quand $J^P = 2^+$ et $M < 0.5 M_{\max}$ le ω^0 apparaît faiblement, ainsi que le signal à 1640 MeV.

Ces indications nous ont été données par une étude non encore achevée, analogue à celle qui a été faite à 2,5 GeV/c [11]. Nous reviendrons plus loin sur la recherche des résonances de masse supérieures à 1 GeV/c se désintégrant en plus de 2 pions, mais nous voyons dès à présent que l'on peut réduire notablement le fond non résonnant et faire ainsi apparaître des signaux.

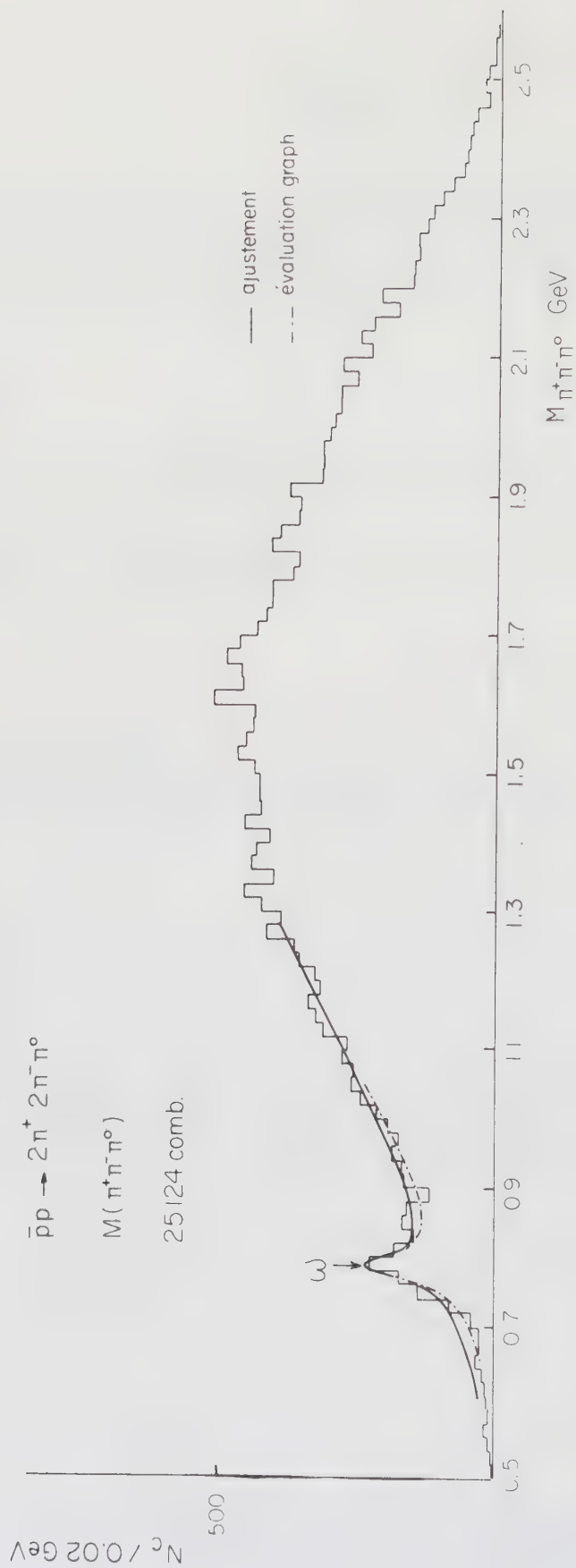


Fig. 20 - Masse effective du système $\pi^+\pi^-$.
 courbe en trait plein : ajustement.
 courbe en pointillé : évaluation graphique de Γ_{ω^0} .

Si nous revenons au problème de l'ajustement des spectres de masse effective des systèmes $\pi^+\pi^-$ et $\pi^\pm\pi^0$, nous ne pouvons cependant pas attribuer la mauvaise description de la région des faibles masses effectives à la fréquence de production de ω^0 que nous avons utilisée et qui est sans doute un peu faible (6 %). Utiliser une valeur supérieure nous conduirait en effet à accentuer encore l'écart avec la distribution expérimentale ; c'est ce que laisse prévoir la distribution des masses effectives des dipions $\pi^+\pi^-$ d'un événement, obtenue en utilisant le programme de génération statistique lorsqu'on fait l'hypothèse qu'un ω^0 est produit.

Nous choisirons de calculer la section efficace de production à l'aide du chiffre obtenu par évaluation graphique :

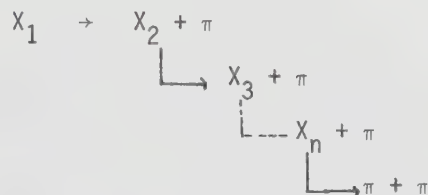
$$\sigma_{\omega^0} = (0.35 \pm 0.06) \text{ mb}$$

4 - Tripions $\pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp$ et $\pi^\pm\pi^\pm\pi^0$

Lorsqu'on n'impose aucune condition sur les valeurs des masses de 2 des 3 particules de ces systèmes (par exemple masse de $(\pi^+\pi^-) \approx$ masse du ρ^0 dans le tripion $\pi^+\pi^+\pi^-$), aucun signal n'apparaît.

5 - Résonances multipioniques lourdes

Nous n'avons pas vraiment abordé la recherche des résonances de masse supérieure à 1 GeV, se désintégrant de façon intermédiaire en d'autres résonances suivant le schéma général :



Cette étude qui justifie à elle seule un long travail a été entreprise dans cette expérience par T.P. YIOU (10) pour les réactions

$$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$$

et $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$

et s'est révélée fort intéressante. On a observé en particulier des résonances déjà signalées dans les expériences faites à l'aide du spectromètre de masse manquant du CERN (régions S(1930), ρ (2100), U (2375), X (2500)).

La recherche très préliminaire dont nous allons donner plus loin quelques résultats nous incite à penser qu'il existe dans les systèmes de 3 et 4 pions des indications significatives d'objets de masse élevée. Nous nous contentons de signaler ci-après les distributions où des signaux apparaissent et les positions de ces signaux. Aux distributions de masse effective correspondantes (figures 21 à 25), nous avons adjoint dans le cas où la résonance se désintègre en une autre résonance et un pion, les distributions qui servent de contrôle.

a) Système de 3 pions :

$$- \pi^+ \pi^- \pi^0$$

Nous avons signalé plus haut comment, moyennant certaines contraintes, on faisait apparaître dans la distribution de la masse effective du système $\pi^+\pi^-\pi^0$, un signal à la masse du A2 (1280) et un autre vers 1640 MeV. Quand le π^+ et le π^- forment un système de masse voisine de celle du ρ^0 , on observe vers 1640 MeV également une accumulation dont la largeur est d'environ 100 MeV et la fréquence ≈ 1.5 % (fig. 21) et qui peut correspondre au

méson ϕ (1650) se désintégrant en ρ^0 et π^0 . Quand le système $\pi^+\pi^-$ a une masse voisine de celle du f^0 (fig. 22), on observe aussi un signal vers 1640 MeV qui, bien que situé au sommet de la distribution, nous paraît significatif (fréquence $\approx 3\%$).

$$-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$$

Quand un π^+ et un π^- forment un système dont la masse est voisine de celle du ρ^0 (fig. 23) on observe un signal faible à la masse du A2. Ceci correspond à un mode de désintégration de l'état chargé de cette résonance (fréquence $\approx 1\%$). Rien n'apparaît par contre à 1640 MeV, ce qui nous incite à penser que le signal observé plus haut correspondrait plutôt au méson ϕ (1650). On n'observe pas non plus de signal quand un π^+ et un π^- forment un système de masse voisine de celle du f^0 .

b) Système de 4 pions :

On observe, dans le système $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, trois pics étroits aux masses suivantes : 2380, 2520 et 2620 MeV (fig. 24). Leurs fréquences sont respectivement 1.5, 2.5 et 4 %. Il semble que dans le spectre $f^0\pi^+\pi^-$, les 2 derniers signaux soient plus importants (fig. 25). Les expérimentateurs utilisant le spectromètre de masse manquante relèvent des signaux dans ces mêmes régions de masse.

Bien que ces résultats soient tout à fait préliminaires, il semble donc que dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ on puisse déceler des états résonnants (A2, ϕ (1650), ($f^0\pi^0$)?) de largeur moyenne, se désintégrant de façon intermédiaire en résonances plus légères (ρ^0, f^0) et des objets lourds de largeur plus faible.

6 - Recherche de production simultanée de résonances

Si l'on dénombre les états finals qui peuvent être produits dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$, on arrive aux chiffres suivants, compte tenu des résonances observées ($\rho^0, \rho^\pm, f^0, \omega^0$) :

1 état à 5 corps	:	$2\pi^+2\pi^-\pi^0$
3 états à 4 corps	:	$\rho^0 3\pi, f^0 3\pi, \rho^\pm 3\pi$
6 états à 3 corps	:	$\omega^0 2\pi, \rho^0 \rho^\pm \pi^\mp, \rho^0 \rho^0 \pi^0$
		$\rho^0 f^0 \pi^0, f^0 \rho^\pm \pi^\mp, f^0 f^0 \pi^0$
2 états à 2 corps	:	$\rho^0 \omega^0, f^0 \omega^0$

soient au total 12 états possibles.

La méthode qui consiste à ajuster le spectre de masse d'un système de pions en tenant compte des contributions de tous les états finals, rend donc nécessaire l'introduction de 12 paramètres. Il ne nous a pas été possible, par une méthode de moindres carrés, de trouver des ajustements satisfaisants pour les spectres $\pi^+\pi^-$, $\pi^\pm\pi^0$ et $\pi^+\pi^-\pi^0$. Nous avons choisi de faire une première recherche indicative par l'étude des spectres de masse associée, puis d'utiliser une méthode de recherche de vraisemblance maximum.

1) Etude des spectres de masse associée

Nous ne rappellerons pas les définitions déjà données plus haut. Les intervalles de masse qui définissent les régions des résonances sont les suivants :

* Ce que nous appelons fréquence est le rapport du nombre approximatif des combinaisons qui constituent le signal, au nombre total d'événements de la réaction.

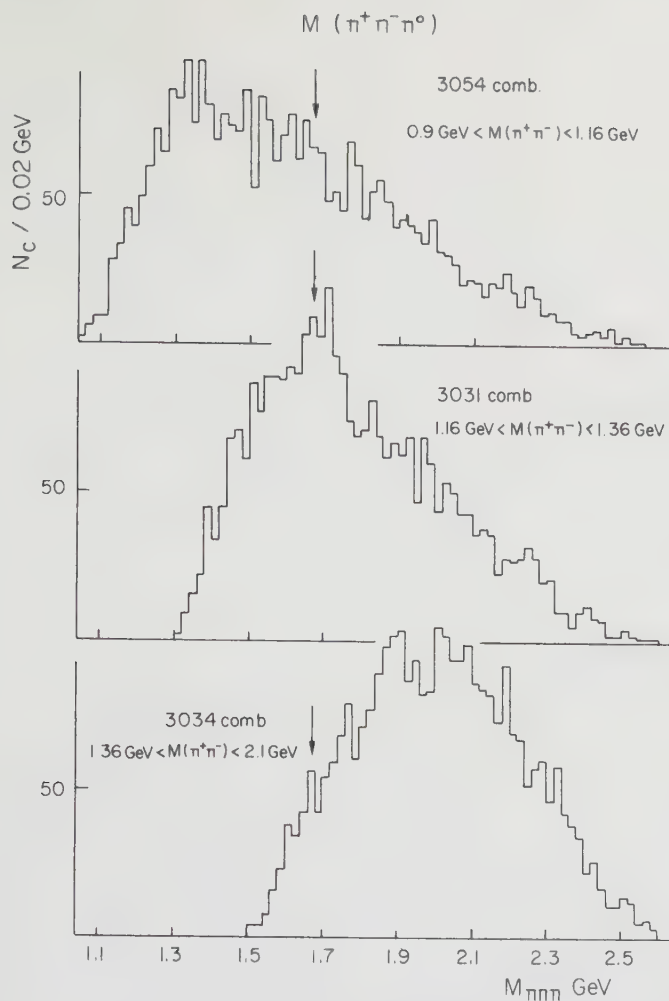


Fig. 21 - Masse effective du système $(\pi^+ \pi^-)_{\rho} \pi^0$

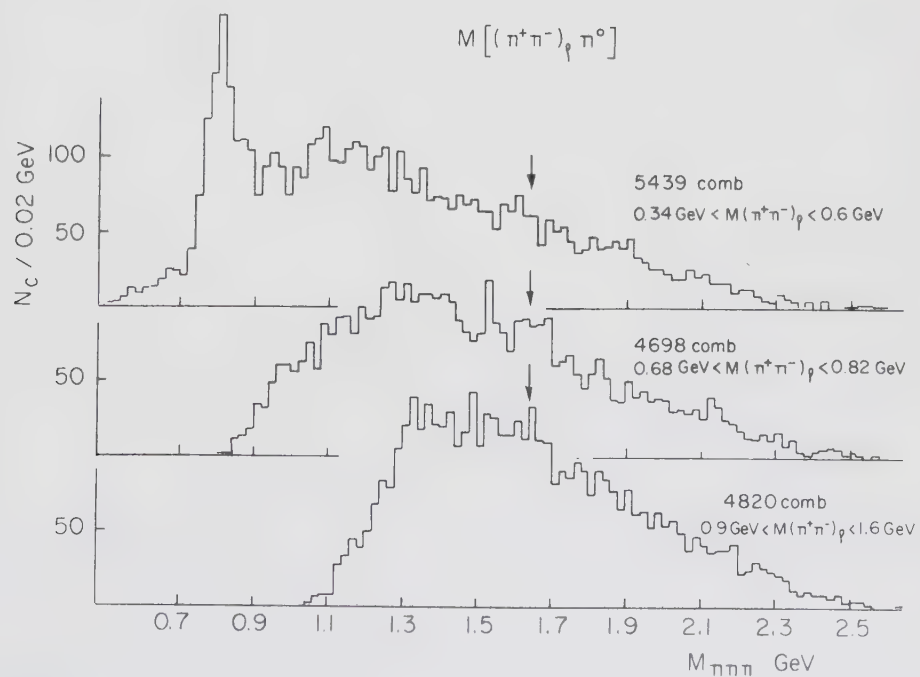


Fig. 22 - Masse effective du système $(\pi^+ \pi^-)_{\rho} \pi^0$

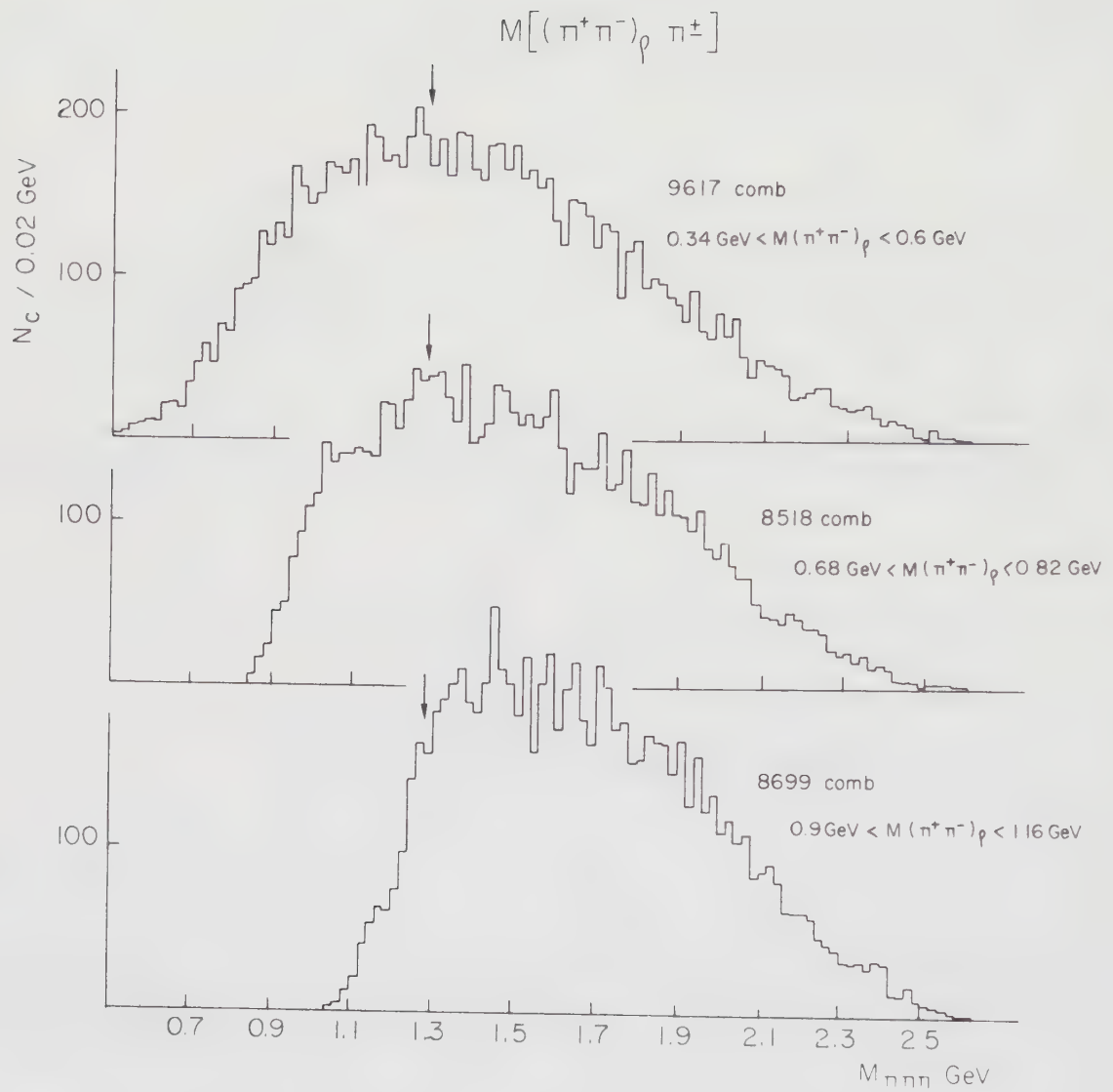


Fig. 23 - Masse effective du système $(\pi^+\pi^-)_\rho \pi^\pm$

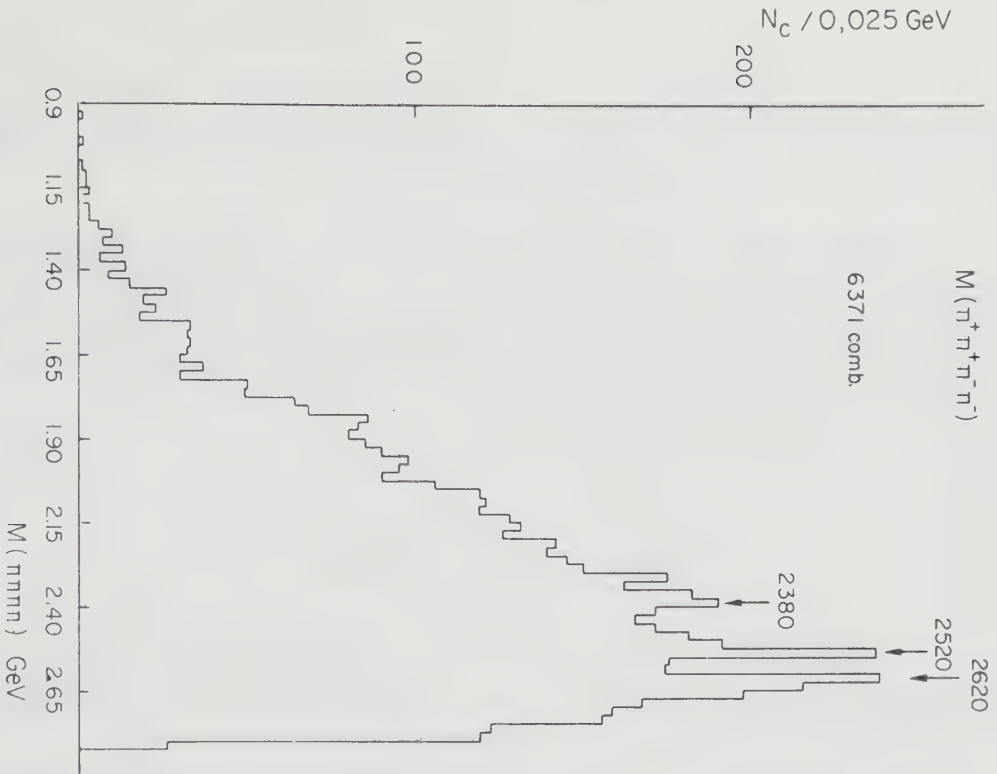


Fig. 24 - Masse effective du système $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$

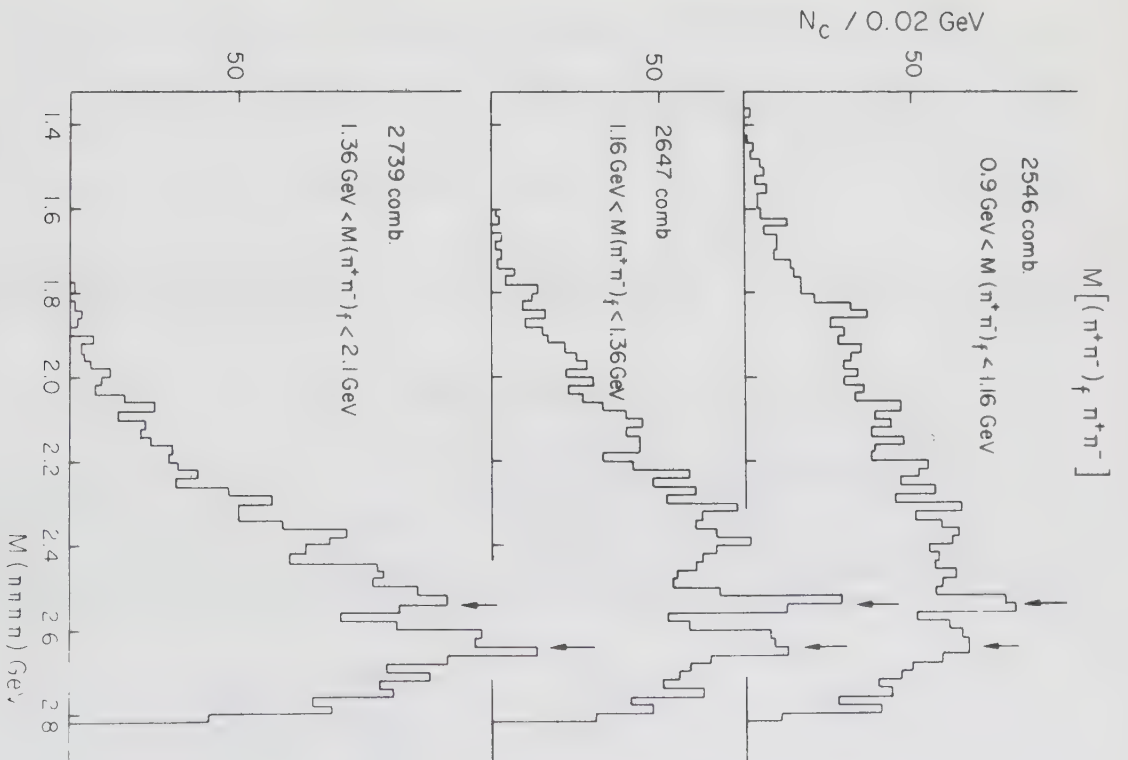


Fig. 25 - Masse effective du système $(\pi^+\pi^-)_f \pi^+\pi^-$

ρ^0	0.68 - 0.82 GeV
f^0	1.16 - 1.36 GeV
$\rho^\pm$	0.68 - 0.82 GeV
ω^0	0.74 - 0.82 GeV

Nous avons constaté que lorsqu'on introduit des contraintes sur la masse d'une combinaison, il n'est généralement plus possible d'ajuster les distributions des masses associées à l'aide d'un fond statistique et de fonctions de BREIT-WIGNER. Nous avons donc procédé uniquement par évaluations graphiques.

a) Associations $\rho^0 \rho^0 \pi^0$ et $f^0 \rho^0 \pi^0$. Lorsqu'on impose à une combinaison $\pi^+ \pi^-$ de se trouver dans l'intervalle de masse 0.68 - 0.82 GeV et qu'on examine le spectre de masse de la combinaison $\pi^+ \pi^-$ associée, on voit que le ρ^0 et le f^0 sont partout visibles. Dans la région correspondant à un état final $\rho^0 \rho^0 \pi^0$, le signal du ρ^0 semble un peu plus faible que dans les régions adjacentes. Le f^0 est, dans tous les cas, difficile à évaluer à cause de fluctuations statistiques importantes et de la faible intensité par rapport au fond.

Les limites supérieures de production associée sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho^0 \rho^0 \pi^0} &\leq (0.21 \pm 0.04) \text{ mb} \\ \sigma_{\rho^0 f^0 \pi^0} &\leq (0.12 \pm 0.04) \text{ mb}\end{aligned}$$

b) Associations $\rho^0 \rho^\pm \pi^\mp$ et $f^0 \rho^\pm \pi^\mp$. Après avoir effectué la correction correspondant aux coupures de masse adoptées pour la définition des résonances, coupures qui font négliger environ 10 % des signaux, nous avons comparé les résultats obtenus :

- 1 - dans le spectre de la masse $\pi^+ \pi^-$ associée à la masse $\pi^\pm \pi^0$ dans la région du $\rho^\pm$,
- 2 - dans le spectre de la masse $\pi^\pm \pi^0$ associée à la masse $\pi^+ \pi^-$ dans la région du ρ^0 .

Nous trouvons pour la section efficace de production associée, 2 déterminations tout à fait semblables :

$$\sigma_{\rho^0 \rho^\pm \pi^\mp} \leq (0.74 \pm 0.12) \text{ mb}$$

L'évaluation de la production associée $\rho^\pm f^0 \pi^\mp$ est beaucoup plus difficile à cause, toujours, de la faiblesse du signal du f^0 . L'examen du spectre de la masse $\pi^+ \pi^-$ associée à la masse $\pi^\pm \pi^0$ dans la région du $\rho^\pm$ permet cependant de donner la limite suivante :

$$\sigma_{f^0 \rho^\pm \pi^\mp} \leq (0.18 \pm 0.03) \text{ mb}$$

c) Associations $\omega^0 X$ ($X = \rho^0, f^0, g^0$)

Le spectre de la masse $\pi^+ \pi^-$ associée à la masse $\pi^+ \pi^- \pi^0$ dans la région de l' ω^0 montre 3 signaux aux positions du ρ^0 , du f^0 et du g^0 (fig. 26). Un ajustement à l'aide d'un fond statistique et de 3 fonctions de BREIT-WIGNER permet de déterminer les valeurs suivantes qui sont des limites supérieures des sections efficaces de production simultanée $\omega^0 X$.

$$\begin{aligned}\sigma_{\omega^0 \rho^0} &\leq (0.046 \pm 0.012) \text{ mb} \\ \sigma_{\omega^0 f^0} &\leq (0.062 \pm 0.015) \text{ mb} \\ \sigma_{\omega^0 g^0} &\leq (0.053 \pm 0.013) \text{ mb}\end{aligned}$$

Le g^0 n'étant pas visible sur le spectre $\pi^+ \pi^-$ total, nous ne citons donc ce dernier chiffre qu'avec réticence, notre justification étant qu'il semble nécessaire d'introduire cette résonance pour décrire la distribution obtenue.

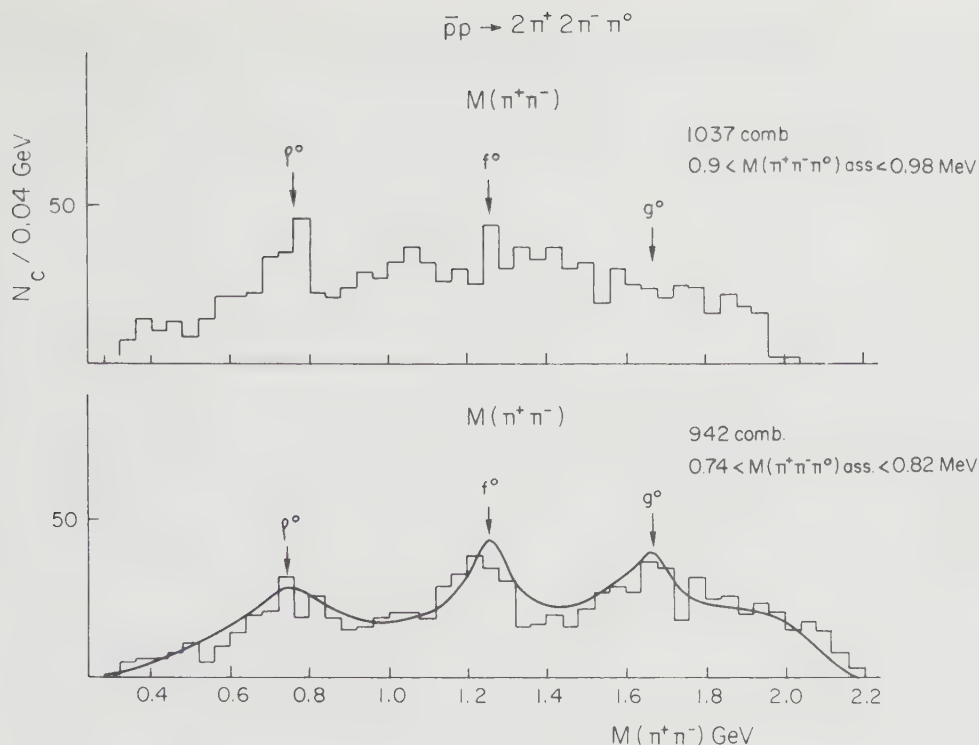


Fig. 26 - Masse effective du système $\pi^+\pi^-$ associé à l' ω^0 .

Quand la masse du tripion $\pi^+\pi^-\pi^0$ est dans un intervalle situé à droite de l' ω^0 , soit entre 900 et 980 MeV (fig. 26) les signaux du f^0 et du g^0 disparaissent tout à fait.

Si au contraire, on regarde la variation du signal de l' ω^0 avec la masse $\pi^+\pi^-$ associée, on observe qu'il est plus net dans les régions du ρ^0 et du f^0 que dans les régions adjacentes.

Il semble donc qu'une partie des ω^0 observés (40 à 50 %), soient produits simultanément avec ρ^0 , f^0 et g^0 .

2) Recherche des états finals par la méthode de vraisemblance maximum

Nous avons considéré comme possibles les 12 états précédemment cités. En nous plaçant dans les conditions de probabilité et de masse manquante adoptées au début de cette étude ($P > 0.01$ et $(\text{Masse manquante})^2 < 0.08 \text{ GeV}^2$), nous avons obtenu les résultats contenus dans la partie centrale du tableau X. Nous avons également reporté dans ce tableau les limites supérieures des fractions de production et des sections efficaces provenant de l'étude des spectres des masses associées. A ces résultats correspondent les courbes e et f de la figure 18.

Etat final	$P > 0.01, (masse\ manquante)^2 < 0.08\ GeV^2$				$P > 0.10$	
	Etude des spectres de masse associés		vraisemblance maximum		vraisemblance maximum	
	% limites	σ_{mb} supérieures	%	σ_{mb}	%	σ_{mb}
$\rho^0 3\pi$			17.44 ± 3.22	0.71 ± 0.13	17.77 ± 3.13	0.72 ± 0.13
$f^0 3\pi$			12.02 ± 1.68	0.49 ± 0.07	5.48 ± 1.24	0.22 ± 0.05
$\rho^\pm 3\pi$			30.06 ± 2.94	1.22 ± 0.12	21.97 ± 2.74	0.89 ± 0.11
$\omega 2\pi$			8.83 ± 0.61	0.34 ± 0.02	6.55 ± 0.58	0.26 ± 0.02
$\rho^0 \rho^0 \pi^0$	5.2 ± 0.10	0.21 ± 0.04	2.84 ± 1.01	0.11 ± 0.04	4.83 ± 0.99	0.19 ± 0.04
$\rho^0 \omega^0$	1.1 ± 0.3	0.046 ± 0.012	0		0.31 ± 0.24	0.012 ± 0.010
$\rho^0 \rho^\pm \pi^\mp$	18.2 ± 3.0	0.74 ± 0.12	18.18 ± 2.44	0.74 ± 0.10	14.09 ± 2.23	0.57 ± 0.09
$f^0 \omega^0$	1.5 ± 0.4	0.062 ± 0.015	0.20 ± 0.34	0.008 ± 0.14	0.45 ± 0.31	0.018 ± 0.012
$f^0 f^0 \pi^0$			0.66 ± 0.53	0.03 ± 0.02	0	
$f^0 \rho^0 \pi^0$	3.0 ± 1.0	0.12 ± 0.04	0		0	
$f^0 \rho^\pm \pi^\mp$	4.7 ± 0.7	0.12 ± 0.3	0		0	
5π			$9.75^{(*)} \pm 2.80$	0.40 ± 0.11	$28.52^{(*)} \pm 2.82$	1.15 ± 0.11

* voir tableau VII

TABLEAU X

Remarque : La méthode de recherche du maximum de la fonction de vraisemblance utilise les valeurs des intégrales d'espace de phase des différents états. Lorsqu'on introduit des coupures sur la masse manquante pour réduire la contamination on modifie ces valeurs. Nous avons donc refait les calculs en imposant pour seule condition que la probabilité soit supérieure à 10 % ce qui, on l'a vu plus haut, semble éliminer une grande partie des événements ayant plus d'un π^0 . Les résultats sont reportés dans la partie droite du tableau X. Les seules voies pour lesquelles les résultats sont différents sont la voie $f^0 3\pi$ dont la production est réduite de moitié et la voie donnant 5π non corrélés dont la proportion, déduite de l'ensemble des résultats relatifs aux autres voies, est trois fois plus élevée. Les taux de productions associées de résonances sont comparables. En moyenne, les résultats ne sont pas profondément modifiés et ceci nous indique que les coupures que nous avons choisies afin d'obtenir une contamination réduite, nous donnent un lot d'événements assez peu biaisé.

3) Comparaison des résultats obtenus par les 2 méthodes

Avant de comparer les résultats concernant les productions associées de résonances, nous examinerons quelles sont les sections efficaces de production de ρ^0 , f^0 , $\rho^\pm$ et ω^0 obtenues à l'aide de la dernière méthode. Elles sont reportées dans le tableau suivant et comparées aux résultats trouvés précédemment.

Résonances	Sections efficaces en mb déterminées par		
	Ajustement	Evaluation Graphique	Maximum de vraisemblance
ρ^0	1.40 ± 0.18	1.72 ± 0.26	1.67 ± 0.14
f^0	0.82 ± 0.17	0.85 ± 0.19	0.55 ± 0.07
$\rho^\pm$	2.06 ± 0.25	1.63 ± 0.26	1.95 ± 0.15
ω^0	0.35 ± 0.06	0.36 ± 0.04	0.37 ± 0.01

On voit que la production du f^0 est un peu surestimée à la fois par l'ajustement et l'évaluation graphique. Celle du $\rho^\pm$ est à peine surestimée dans l'ajustement malgré la difficulté que l'on éprouve dans la recherche d'un fond non résonnant. Dans la détermination de valeurs finales pour la production des résonances, cette difficulté rencontrée tout au long de l'étude de réaction, nous a incité à ne considérer que les résultats obtenus par la dernière méthode et nous choisirons donc les valeurs suivantes des sections efficaces :

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho^0} &= (1.67 \pm 0.18) \text{ mb} \\ \sigma_{f^0} &= (0.55 \pm 0.04) \text{ mb} \\ \sigma_{\rho^\pm} &= (1.95 \pm 0.15) \text{ mb} \\ \sigma_{\omega^0} &= (0.37 \pm 0.01) \text{ mb}\end{aligned}$$

Productions associées de résonances

Lorsqu'on compare les résultats obtenus par l'étude des spectres de masses associées et par la recherche de la fonction de vraisemblance maximum pour les spectres totaux, on voit que la première méthode conduit à des valeurs assez sensiblement surestimées ; nous avons déjà précisé qu'il s'agissait là de limites supérieures, mais elles restent néanmoins un peu élevées. Nous n'accordons donc de réelle valeur qu'aux chiffres obtenus à l'aide de la dernière méthode. Les productions associées de f^0 et ω^0 dans l'état final $f^0\omega^0$ et de deux f^0 dans l'état final $f^0f^0\pi^0$ étant très faibles, on n'observe donc que deux états finals à 3 corps dans lesquels il y a production associée de 2 résonances.

Nous donnons ici leurs sections efficaces :

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho^0\rho^\pm\pi^\mp} &= (0.74 \pm 0.10) \text{ mb} \\ \sigma_{\rho^0\rho^0\pi^0} &= (0.11 \pm 0.04) \text{ mb}\end{aligned}$$

Il existe des informations sur la production associée de 2 résonances aux impulsions incidentes suivantes : 0.7, 1.2, 2.4 et 2.9 GeV/c.

Nous les avons reportées sur la figure 23e. On voit qu'à notre énergie il faut s'attendre pour les états finals $\rho^0\omega^0$ et $f^0\omega^0$ à des valeurs très faibles, sans doute inférieures à $10 \mu\text{b}$, donc à la limite de ce que l'on peut détecter, ce qui est compatible avec nos résultats. La décroissance de la section efficace des états finals à 2 corps est d'ailleurs particulièrement rapide : la fraction d'annihilations en 5π se faisant par ce mode passe de 12 à 2 % entre 1.2 et 3.6 GeV. Les états à 3 corps $\rho^0\rho^0\pi^0$ et $\rho^0\rho^\pm\pi^\mp$ décroissent eux beaucoup plus lentement, et de façon analogue ils représentent 25 % des annihilations en 5π à 1.2 GeV/c et 21 % à 3.6 GeV/c. Ajoutons encore que, tandis que la section efficace d'annihilation en 5π décroît d'un facteur 5 entre 1.2 et 3.6 GeV/c, la section efficace d'annihilation avec productions associées décroît environ 2 fois plus vite.

CONCLUSION

L'analyse de nos données expérimentales nous a permis tout d'abord de préciser les valeurs des sections efficaces de production des résonances ρ , f^0 et ω^0 dans les annihilations donnant 4 pions chargés, valeurs mal connues pour l'impulsion incidente de 3.6 GeV/c. De plus, dans le spectre de masse effective du système $\pi^+\pi^-$ de l'état final $2\pi^+2\pi^-$, nous avons relevé, entre 1500 et 1700 MeV, une accumulation que nous avons attribuée au méson $\rho(1660)$. La présence de cette résonance, avec ce mode de désintégration, n'a jamais été signalée dans les expériences d'annihilation.

Enfin, pour les deux réactions étudiées, nous avons recherché s'il est possible de mettre en évidence la production associée de deux résonances. Dans l'étude de ce dernier point, rendue difficile par le nombre des combinaisons identiques d'un événement, nous avons comparé les résultats obtenus par différentes méthodes et conclu qu'il existe des états finals dans lesquels deux résonances sont produites. Ainsi, dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$, 25 % des états finals sont constitués par deux systèmes $\pi\pi$ résonnants, tandis que dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$, 21 % des états finals sont des systèmes de 3 corps parmi lesquels se trouvent deux résonances.

Une recherche très préliminaire de résonances lourdes montre qu'il existe des indications assez significatives d'objets de masse élevée se désintégrant en 3 et 4 pions.

Dans notre recherche des systèmes résonnants, nous nous sommes limités à l'étude des spectres de masse, ce qui apporte peu d'information sur les mécanismes de production. Un travail plus spécialement consacré à l'étude des distributions angulaires (9) a mis en évidence les caractéristiques angulaires de certains états finals, mais dans ce genre d'investigation il est malaisé de déterminer les proportions des différents états.

Les états dans lesquels il y a production de 0 ou 1 résonance seulement représentent 75 % de la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$. Supposant que la présence des états dans lesquels deux résonances sont produites ne modifie pas profondément l'allure des distributions de masse effective, d'impulsion, de quadrimoment transféré et les distributions angulaires, nous examinerons à la fin du chapitre suivant, après quelques rappels théoriques, quelles descriptions le modèle multipériphérique peut donner de ces distributions.

REFERENCES DU CHAPITRE II

1. A. FRIDMAN, G. MAURER, A. MICHALON, J. OUDET, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI, P. CUER, *Physical Review* 167,5 (1968) 1268
2. T. FERBEL, A. FIRESTONE, J. SANDWEISS, H.D. TAFT, M. GAILLOUD, T.W. MORRIS, W.J. WILLIS, A.H. BACHMANN, P. BAUMEL, R.M. LEA, *Physical Review* 143,4 (1960) 1096
3. a) G. GOLDBABER, W.B. FOWLER, S. GOLDBABER, T.F. HOANG, T.E. KALOGEROPOULOS, W.M. POWELL, *Physical Review* 3, (1959) 181
 b) G. GOLDBABER, S. GOLDBABER, W.LEE, A. PAIS, *Physical Review* 120 (1960) 300
4. A. FRIDMAN , Rapport à la Conférence Internationale de Vienne (1968)
5. A. BARBARO-GALTIERI, S.E. DERENZO, L.R. PRICE, A.H. ROSENFELD, N. BARASH-SCHMIDT C. BRICMAN, M. ROOS, P. SODING, C.G. WOHL, *Review of particle properties* (1970)
6. J. QUINQUARD, Thèse Paris 1968
7. F. JAMES (CERN)
8. L. MONTANET, Conférence Internationale de LUND (1969)
9. C. DE LA VAISSIERE, Thèse Paris 1970
10. T.P. YIOU, Thèse Paris 1970
11. J. CLAYTON, P. MASON, H. MUIRHEAD, K. WHITELEY, R. RIGOPOULOS, P. TSILIMIGRAS, A. VAYAKI-SERAFIMIDOU, Papier présenté à la Conférence Internationale de LUND (1969).
12. Laboratoire de Physique Nucléaire du Collège de France
 papier présenté à la Conférence Internationale de Lund (1969)
13. R.A. DONALD, D.N. EDWARDS, R.S. MOORE, E.J.C. READ, S. REUCROFT, A.G. FRODESEN, T. JACOBSEN, S. SIRE, O. SKJEGGESTADT, P. SAETRE, H. TØFTE, A. BETTINI, S. LIMENTANI, L. PERUZZO, R. SANTANGELO, S. SARTORI, *Nuclear Physics B6* (1968) 174
14. W.W.M. ALLISON, W.A. COOPER, T. FIELDS, D.S. RHINES, *Physical Review Letters* 24,11 (1970) 618
15. R.P. RADLINSKI, W.J. KERNAN, papier présenté à la Conférence Internationale de Lund (1968)
16. A.ACCENSI, V. ALLES-BORELLI, B. FRENCH, A. FRISK, J.M. HOWIE, W. KRISCHER, L. MICHEJDA, W.G. MOORHEAD, B.W. POWELL, P. SEYBOTH, P. VILLEMOES, *Physics Letters* 20 (1966) 557
17. J. CLAYTON, P. MASON, H. MUIRHEAD, K. WHITELEY, R. RIGOPOULOS, P. TSILIMIGRAS, A. VAYAKI-SERAFIMIDOU, papier présenté à la Conférence Internationale de Lund (1969)
18. R.A. DONALD, D.N. EDWARDS, R.S. MOORE, E.J.C. READ, S. REUCROFT, T. BURAN, A.G. FRODESEN, S. SIRE, P. SAETRE, A. BETTINI, S. LIMENTANI, L. PERUZZO, R. SANTANGELO, S. SARTORI, *Nuclear Physics B11* (1969) 551
19. V. ALLES-BORELLI, B. FRENCH, A. FRISK, L. MICHEJDA, E. PAUL, *Nuovo Cimento* 50A (1967) 776.

CHAPITRE III

LES MODELES D'ANNIHILATION

Depuis 1958, différents modèles ont été proposés pour interpréter les annihilations nucléon - antinucléon. Les deux faits expérimentaux qui, les premiers, ont retenu l'attention et que la théorie statistique de FERMI (1) s'avère impuissante à expliquer, sont les suivants : la multiplicité moyenne des mésons produits au repos est supérieure à la valeur prédite (4,7 au lieu de 3) ; les distributions angulaires de ces mésons sont asymétriques dans les annihilations en vol.

Après une revue rapide des plus anciens de ces modèles, nous décrirons plus en détail ceux que nous avons utilisés pour ajuster une partie de nos données.

1 - MODELES DU TYPE KOBA ET TAKEDA

KOBA et TAKEDA (2) en 1958 attribuent les valeurs importantes de la multiplicité moyenne des mésons produits dans les annihilations à une structure complexe du nucléon et de l'antinuéon dont ils donnent l'image suivante : ils se composent d'un "coeur" se comportant comme une sphère noire vis-à-vis des ondes qui la frappent (son rayon a est ajustable) et d'un nuage de pions. Les pions produits proviennent alors d'une part de ces nuages, d'autre part de l'annihilation des coeurs. Pour un rayon $a_0 = 2/3 \hbar/m_\pi c$ la multiplicité totale prédite est de 4,8 pions, elle est tout à fait compatible avec celle qui est observée : $4,7 \pm 0,4$.

En 1962, STAJANO (3) étend ce modèle aux annihilations en vol, pour expliquer la particularité déjà citée des distributions angulaires des pions chargés (4). Ceux-ci sont en effet émis préférentiellement dans la direction du nucléon de même charge. STAJANO peut reproduire ceci quantitativement, à condition toutefois d'utiliser une valeur du rayon du coeur, différente de celle de KOBA et TAKEDA ($a = \frac{a_0}{3}$).

PILKHUN (5) estimant que cette façon d'introduire des asymétries entraîne des calculs trop complexes, propose un modèle à un pôle (fig. 27) dans lequel, à l'exception du pion "périphérique" émis à ce pôle, les produits de l'annihilation sont traités par une théorie statistique modifiée. Celle-ci conduit, par l'introduction de 2 résonances qui venaient d'être découvertes (6), le ρ^0 et le ω^0 , à un accroissement de la multiplicité moyenne, par rapport à la valeur prédite par FERMI.

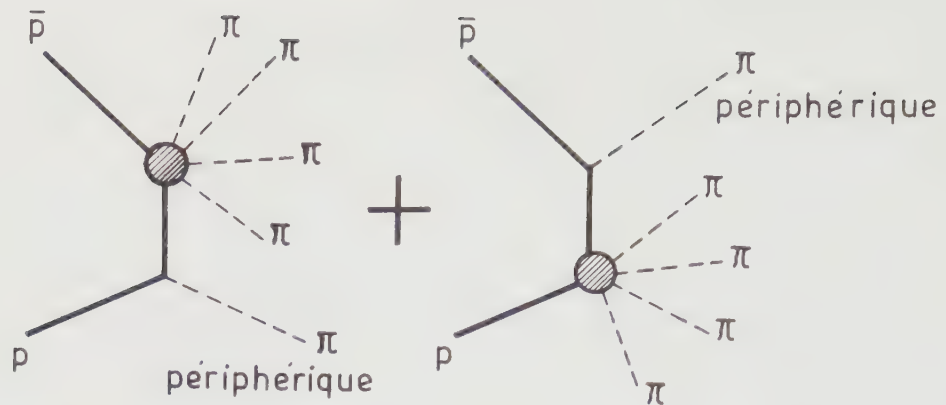


Fig. 27

En 1965, MINAMI (7) propose un mécanisme assez peu différent de celui de KOBA et TAKEDA, dans lequel le nucléon et l'anti nucléon émettent chacun un pion avant de s'annihiler en produisant à basse énergie et au repos, des mésons vectoriels, puis, quand l'énergie croît, des résonances plus lourdes (fig. 28).

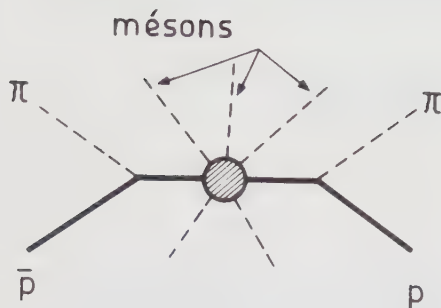


Fig. 28

BERZI et RECAMI (8) ont donné un traitement quantitatif de ce modèle, mais sans considérer que des résonances sont produites au vertex d'annihilation. Les distributions angulaires sont relativement bien ajustées lorsque l'impulsion incidente est inférieure à 3 GeV/c.

2 - MODELE DES QUARKS

En 1966, l'annihilation au repos est interprétée d'une façon nouvelle par RUBINSTEIN et STERN (9) qui lui appliquent l'hypothèse de GELL-MANN et ZWEIG(10) sur la constitution des mésons et des baryons. Ceux-ci suggèrent qu'ils sont formés de particules fondamentales très lourdes de charges fractionnaires, qu'il nomme "quarks". Dans l'hypothèse la plus simple, le proton et l'antiproton sont formés respectivement de 3 quarks (q) et 3 antiquarks ($\bar{q}$), les mésons d'une paire quark- antiquark (q $\bar{q}$) ; il y a, lors de l'annihilation, réarrangement en paires q $\bar{q}$, sans création de nouvelles paires q $\bar{q}$, ce qui limite à 3 le nombre des particules finales. Celles-ci sont les mésons pseudo-scalaires ou vectoriels (π , η , X , ρ et ω). Les prédictions de RUBINSTEIN et STERN concernent la multiplicité moyenne et les proportions des différents états finals possibles ($3\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\rho^+\rho^-\pi^0$, etc...). Il apparaît que la proportion de résonances est surestimée et que les annihilations par réarrangement ne constituent que 25 % du total des annihilations au repos, le reste devant être attribué à d'autres processus.

Une étude critique de ce modèle a été faite par HARTE, SOCOLOW et VANDERMEULEN (11) qui ont cherché à l'étendre aux annihilations en vol et ont souligné les imperfections de sa forme actuelle. Celles-ci proviennent essentiellement de l'hypothèse que l'annihilation se produit dans un état de moment angulaire $L = 0$, alors qu'une grande partie des annihilations en vol se fait dans des états de moment angulaire plus élevé.

Néanmoins, un groupe d'expérimentateurs (12) a proposé, pour expliquer certains caractères des annihilations en 4 et 5 π , à 5.7 GeV/c, des schémas d'annihilation qui empruntent leurs traits à la fois au modèle des quarks (présence d'un vertex d'annihilation en 3 mésons) et à un modèle à un pôle (émission préalable d'un pion). Il conclut que le modèle de

RUBINSTEIN et STERN peut expliquer certains résultats expérimentaux. Les désaccords pourraient provenir du fait que ce modèle néglige les résonances de spin supérieur à 1 comme le f^0 qui sont pourtant produites de façon appréciable.

On voit que tous ces modèles, à l'exception de celui des quarks, ne sont que des variantes du premier que nous avons mentionné, et qu'ils ont pour but principal d'interpréter deux faits expérimentaux : la haute multiplicité des produits de réaction et l'asymétrie des distributions angulaires. Ils se heurtent tous à la même difficulté qui est de réaliser un traitement quantitatif tenant compte des résonances effectivement observées et traitent l'annihilation comme une réaction bien particulière. Par contre, le modèle des quarks, encore qu'imparfait dans son application aux annihilations, se veut plus général, plus puissant sur le plan des prédictions et c'est aussi le cas de la génération des modèles que nous allons maintenant présenter.

3 - MODELES DITS "MULTIREGGE"

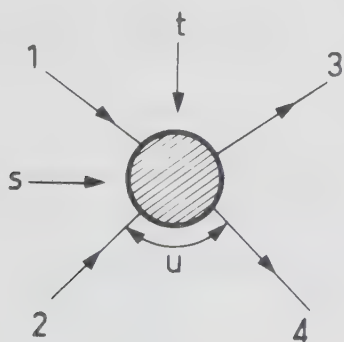
Ces modèles phénoménologiques se réclament de ceux qui ont été développés par plusieurs théoriciens (voir réf. 14) pour étendre aux réactions relativistes à 2 corps la notion de pôles de la matrice S dans le plan du moment angulaire complexe. Introduite par REGGE (13) en 1959, cette notion a suscité depuis plusieurs années, un nouvel intérêt provoqué par la publication de données expérimentales constituant de bons tests.

Nous ne rappellerons ici ni les bases de ce modèle, ni les notions telles que la symétrie de croisement auxquelles il fait appel ; nous nous contentons de signaler dans les références 20 et 21 quelques uns des nombreux ouvrages qui traitent longuement de ces sujets.

La propriété essentielle du modèle de Regge est que la connaissance des pôles d'une voie permet de prédire le comportement asymptotique dans la voie croisée. Ces pôles se placent sur une courbe appelée trajectoire de Regge que l'on peut représenter dans un diagramme de Chew-Frautschi ($\text{Re } \ell$ en fonction de $\text{Re } E$, ℓ et E étant le moment angulaire et l'énergie complexes). Elle correspond à une famille de particules ayant des nombres quantiques définis et des spins différents.

La notion de voie croisée est définie de la façon suivante pour une réaction à 2 corps :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4$$



Cette voie, qui correspond à la réaction physique, est la voie s, les voies t et u sont appelées voies croisées et définies respectivement par :

$$1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4$$

et $1 + \bar{4} \rightarrow \bar{2} + 3$

($\bar{2}, \bar{3}, \bar{4}$ sont les anti-particules de 2, 3 et 4).

Fig. 29

Lorsqu'on développe en ondes partielles l'amplitude de réaction $\mathcal{A}$ dans la voie t et qu'on lui applique la transformation de SOMMERFELD-WATSON* on trouve, lorsque l'énergie devient grande, à t fixé, la forme asymptotique suivante pour l'amplitude dans la voie s :

$$\mathcal{A}^s(s, t) \rightarrow \sum_i \beta_i(t) \frac{1 + \xi_i e^{i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi\alpha_i(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)}$$

* - Ce traitement mathématique est décrit dans de nombreux ouvrages. On peut par exemple se reporter à : Mandelstam theory and Regge Poles R. OMNES, M. FROISSART (W.A. BENJAMIN INC)

La somme se fait sur tous les pôles de Regge échangés dans la voie t ; s_0 est un facteur d'échelle arbitraire ; les $\beta_i(t)$ sont les résidus de $\mathcal{A}$ aux pôles et ne dépendent que de t ; $\alpha_i(t)$ est la trajectoire du $i^{\text{ème}}$ pôle de Regge et ξ_i sa signature. Ce concept de signature s'introduit si l'on prolonge séparément les parties paire et impaire de l'amplitude. Les pôles ont alors des signatures $+1$ ou -1 suivant qu'ils sont associés aux moments angulaires pairs ou impairs.*

Les trajectoires qui dominent le comportement de l'amplitude sont celles dont les ordonnées à l'origine, $\alpha_i(0)$, sont les plus grandes.

La situation expérimentale pour les réactions à deux corps est la suivante :

- les sections efficaces différentielles $(\frac{d\sigma}{dt}, \frac{d\sigma}{du})$, présentent des pics avant ou arrière,
- la forme des pics est à peu près exponentielle en t ou u ,
- la dépendance en énergie des sections efficaces totales est $s^{2\alpha - 2}$.

Le modèle de Regge rend compte de ces faits :

les pics avant ou arrière, par exemple, sont liés à l'échange d'une trajectoire α dans la voie t ou la voie u .

CHAN, LOSKIEWICZ et ALLISON (14) ont proposé un modèle phénoménologique qui est une généralisation du modèle d'échange d'un pôle de Regge dans le cas d'une réaction à 2 corps. Ils veulent décrire des réactions du type :



où A et B sont des hadrons, quand l'impulsion incidente est supérieure à 5 GeV/c, et suggèrent pour cela une paramétrisation de l'amplitude qui correspond au schéma indiqué sur la figure 30.

Elle fait apparaître les propriétés suivantes:

- 1) quand les masses effectives de toutes les paires de particules finales sont grandes, l'amplitude est entièrement "reggeisée".
- 2) Quand un ensemble de particules finales a une faible masse effective, la partie correspondante de l'amplitude est remplacée par une constante.

Cette amplitude qui réalise une interpolation entre les cas extrêmes 1 et 2, a la forme:

$$|A| = \prod_i |A_i| \sim \prod_{i=1}^{n-1} \left(\frac{g_i s_i + c a}{s_i + a} \right) \left(\frac{s_i + a}{a} \right)^{\alpha_i} \left(\frac{s_i + b_i}{b_i} \right)^{t_i} \quad (A)$$

- α_i est l'"intercept" du $i^{\text{ème}}$ pôle de Regge
(valeur de $\alpha_i(t)$ pour $t = 0$)

$$- s_i = (p_i + p_{i+1})^2 - (m_i + m_{i+1})^2$$

p_i et m_i sont le quadrimoment et la masse de la $i^{\text{ème}}$ particule.

$$- t_i = (p_A - \sum_{r=1}^i p_r)^2$$

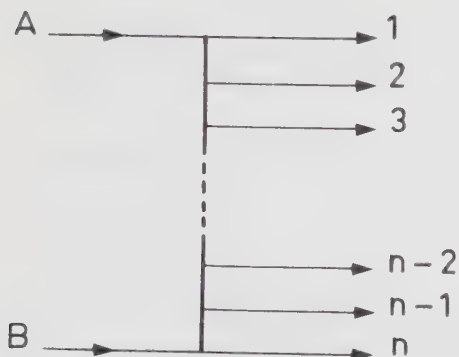
- a est un facteur d'échelle séparant les régions de basse et haute énergie. On prend couramment $a = 1 \text{ GeV}^2$

- les b_i sont des paramètres qui décrivent la dépendance exponentielle en t .

- les g_i sont les constantes de couplage des pôles de Regge ($g_{N\pi\alpha}$, $g_{\alpha\pi\alpha}$)

- c est un paramètre qui permet de représenter les résultats dans la région des faibles masses.

Fig. 30



* la raison physique de l'introduction des parties paire et impaire de l'amplitude est l'existence de forces directes et de forces d'échange.

Les auteurs ont ajusté ces paramètres de façon à reproduire les résultats expérimentaux des réactions

$$\begin{aligned} \pi^+ p &\rightarrow p + (n-1) \pi & (1) & \quad \bar{a} \ 8 \text{ GeV}/c \\ \text{et} \quad K^- p &\rightarrow \Lambda + (n-1) \pi & (2) & \quad \bar{a} \ 6 \text{ GeV}/c \end{aligned}$$

Les événements avec production de résonances n'en sont pas exclus mais l'amplitude proposée n'inclut pas, elle, cette production particulière.

L'accord avec les distributions se rapportant à une particule considérée isolément (distributions angulaires, impulsions transverse et longitudinale) est satisfaisant.

Le modèle a été appliqué au cas des annihilations $\bar{p}p$, et modifié par deux méthodes pour réaliser l'introduction des résonances, ce qui, on l'a vu, est important.

a) Application de F.C. CHEN aux annihilations $\bar{p}p$ (16)

L'amplitude proposée par CHAN et al. se simplifie si on l'applique aux annihilations $\bar{p}p$ en faisant l'hypothèse qu'on échange seulement une trajectoire baryonique. Elle s'écrit alors :

$$|A| = G^2 g^{n-1} \prod_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{h}{1 + \frac{s_i}{a}}\right) \left(1 + \frac{s_i}{a}\right)^\alpha \left(1 + \frac{s_i}{b}\right)^{\beta t_i}$$

$$\text{avec } h = \frac{c}{g} - 1$$

α est l'"intercept" de la trajectoire et β sa pente. On a remplacé les b_i par une seule constante b et G contient tous les facteurs numériques utilisés dans le calcul des sections efficaces.

$\alpha = -0.38$ et $\beta = 0.88$ d'après des déterminations récentes.
 $h = 0.077$, correspond à la valeur c/g utilisée par CHAN.

Les seuls paramètres à déterminer sont a et b .

CHEN, après ajustement de données sur les distributions angulaires et les distributions d'impulsions correspondant à des impulsions incidentes variant de 1,61 à 7 GeV/c et à des multiplicités variant de 2 à 9, a choisi :

$$a = 0.1 \text{ et } b = 3.0 \text{ GeV}^2$$

Ces valeurs sont très différentes de celles trouvées par CHAN ; en particulier, a semble avoir perdu sa signification première (séparation des régions de basse et haute énergie).

b) Méthode de PLAUTE et ROBERTS (15)

Ils supposent :

1. que, dans chaque graphe possible considéré, une résonance ne peut être formée que par une paire de particules adjacentes,
2. que la probabilité de formation d'une résonance à partir de deux particules est proportionnelle à une fonction de BREIT-WIGNER de la masse effective du système des deux particules.

La paramétrisation de l'amplitude est la suivante :

$$|A| \sim \prod_{i=1}^{n-1} \left[|A_i^{(c)}(s_i, t_i, s_i^{(c)})|^2 + \sum_r \gamma_r^2 \left| \frac{1/2 \frac{\Gamma_r}{\Gamma_r}}{\sqrt{s_i - m_r + i \frac{\Gamma_r}{2}}} \right|^2 \right]$$

Les définitions des s_i (c) et des $A_i^{(c)}$ sont données dans l'appendice.

Cette méthode introduit des paramètres supplémentaires, les γ_r , qui mesurent les probabilités de formation des résonances r . Elle a été appliquée aux réactions (1) et (2) déjà étudiées par CHAN et al. (14), et rend assez bien compte des distributions des masses effectives de 2 particules.

c) Modèle de RANFT (17)

G. RANFT applique aux annihilations en 4π à 5.7 GeV/c, un modèle "multiregge" qui tient compte de la production de ρ^0 et f^0 , et auquel correspond l'amplitude :

$$|A|^2 \sim \prod_{i=1}^3 |A_i^{\text{non rés.}}(s_i, t_i)|^2 + \frac{R_1}{3} \sum_{i=1}^3 |A_i^{\rho}(s_i)|^2 \prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^3 |A_j^{\text{non rés.}}(s_j, t_j)|^2 \\ + \frac{R_2}{3} \sum |A_i^f(s_i)|^2 \prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^3 |A_j^{\text{non rés.}}(s_j, t_j)|^2$$

Les seuls paramètres ajustables sont c/g et b ; a est égal à 1.

- R_1 , R_2 et γ sont les proportions de ρ^0 , f^0 et de fond non résonnant
- $A^{\text{non rés.}}$ est l'un des facteurs A_i de l'expression (A), A^{ρ} et A^f sont des fonctions de Breit-Wigner.

Le meilleur ajustement de l'ensemble des données est obtenu pour $c=0$ et $b=2$ GeV².

Les distributions d'impulsions longitudinale et transverse, de quadrimoment transféré du nucléon au π de même signe, les distributions et corrélations angulaires sont assez bien reproduites. Par contre, la distribution de la masse effective $\pi^+\pi^-$ est mal ajustée dans la région du ρ^0 .

4 - CONCLUSION

De tous les modèles présentés dans ce chapitre (type Koba-Takeda, quarks, Regge) le modèle "multiregge" analysé dans le dernier paragraphe n'est sans doute pas la seule façon de décrire les phénomènes à moyenne et haute énergie, et en particulier les annihilations ; on peut espérer que le modèle de VENEZIANO (18) déjà appliqué avec un certain succès à l'annihilation en 4π au repos (19), pourra être étendu à des énergies supérieures. L'ignorance de l'état de moment angulaire initial du système $\bar{p}p$ constitue pour le moment la difficulté majeure.

Le modèle de CHAN est destiné à l'interprétation de résultats concernant des réactions se produisant à des énergies un peu supérieures à celle de notre expérience. Néanmoins, l'utilisation que CHEN en a fait pour décrire des annihilations à plus basse énergie (1.61 GeV/c) n'a pas été un échec. Ceci, ainsi que la simplicité du modèle, nous ont encouragé à l'utiliser pour étudier les résultats de la réaction

$$\bar{p}p \rightarrow 4\pi$$

C'est en effet celle qui nous semble convenir le mieux pour une telle étude, tant par le nombre assez réduit des secondaires qui peut accentuer un éventuel comportement du type Regge, que par l'absence de résonances se désintégrant en trois pions, comme le A_2 .

5 - APPLICATIONS DU MODELE MULTIPERIPHERIQUE A LA REACTION $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$

a) Application de CHEN aux annihilations

Nous avons vu que CHEN a ajusté un ensemble de données correspondant à une gamme d'impulsion incidente allant de 1,61 à 7 GeV/c. Ces données concernent les sections efficaces de production de n pions et les distributions suivantes quand n varie de 2 à 9 :

- distributions angulaires des pions produits
- impulsions transverse et longitudinale

Avant de comparer pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ les distributions prévues aux distributions expérimentales, nous allons rapidement examiner comment se situent les données concernant les sections efficaces et les distributions angulaires pour l'ensemble de notre expérience, par rapport aux prévisions théoriques.

Sections efficaces

Nous reproduisons dans le tableau suivant les prévisions de CHEN et nos résultats, quand n varie de 4 à 7.

Réaction	Section efficace expérimentale	Section efficace théorique
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$	0.43 ± 0.03	0.45
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	4.06 ± 0.20	3
$3\pi^+ 3\pi^-$	0.92 ± 0.06	0.8
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	2.68 ± 0.16	2.6

On peut considérer que l'accord est satisfaisant.

Ceci est d'ailleurs vrai pour l'ensemble des données de sections efficaces considérées par CHEN.

Distributions angulaires

Elles sont caractérisées par les paramètres d'asymétrie $A = F/B$ et de collimation $C = P/E$ dont on peut prédire l'évolution avec le nombre de pions produits et l'impulsion incidente.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs théoriques et expérimentales de A et C .

Réaction	Valeurs expérimentales		Valeurs théoriques	
	A	C	A	C
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$	1.32 ± 0.01	1.47 ± 0.01	1.56	1.53
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	1.20 ± 0.01	1.24 ± 0.01	1.35	1.20
$3\pi^+ 3\pi^-$	1.09 ± 0.01	1.07 ± 0.01	1.15	1.10
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	1.08 ± 0.01	1.06 ± 0.01	1.10	1.05

A est nettement surestimé pour les 2 premières réactions. C'est une tendance générale du modèle, surtout quand la multiplicité est basse. Pour C , l'accord est assez bon, mais quand on considère l'ensemble des données ajustées, ce paramètre est généralement sous-estimé, surtout à basse multiplicité. On peut traduire plus concrètement ces 2 faits en disant que la remontée vers l'avant de la distribution angulaire est un peu trop importante, tandis

que la remontée vers l'arrière ne l'est pas assez.

Résultats concernant la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$

Pour cette réaction nous avons comparé nos distributions expérimentales aux prévisions du modèle de CHEN, en utilisant les paramètres qu'il a déduit de l'ensemble des données qu'il a considérées, c'est-à-dire :

$$a = 0.1 \text{ GeV}^2$$

$$b = 3.0 \text{ GeV}^2$$

Sur les figures 31, 32, 33 et 34 sont représentées les distributions de t (carré du quadri-moment transféré de l'antiproton au π^- , du proton au π^+), de l'angle d'émission des π , des impulsions transverse et longitudinale. Si aucune de ces distributions n'est très bien décrite par le modèle ce dernier reproduit cependant assez bien l'allure générale de t , celle de la distribution angulaire et l'excès de π^- (π^+) ayant une impulsion longitudinale positive (négative).

Si l'on considère de surcroît la prédiction relative à la section efficace $\sigma(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-)$, on peut dire que dans l'ensemble il est possible de décrire assez bien une grande partie des distributions concernant une particule à l'aide d'un modèle multipériphérique sans qu'il soit nécessaire de tenir compte de la production des résonances. Lorsqu'on examine les distributions relatives à 2 particules, par contre, le désaccord est généralement assez grand. Les distributions des cosinus des angles d'émission des dipions $\pi^\pm \pi^\pm$ et $\pi^+ \pi^-$ sont assez grossièrement représentées (fig. 35). La distribution de la masse effective du dipion $\pi^\pm \pi^\pm$ (fig. 36) est mal décrite au-delà de 700 MeV. Les prédictions concernant les distributions du cosinus de l'angle d'ouverture de 2 pions sont très éloignées de ce que l'on observe (fig. 37). Nous ne montrons pas la distribution de la masse effective du dipion $\pi^+ \pi^-$, CHEN ne tenant pas compte de la production de résonances.

Nous allons examiner maintenant dans quelle mesure l'introduction des résonances permet de mieux décrire les distributions relatives à des systèmes de 2 particules, sans nuire aux distributions relatives à une seule.

b) Introduction des résonances par PLAUTE et ROBERTS

Ces 2 auteurs ont pu, à l'aide de la paramétrisation qu'ils proposent, reproduire assez bien les spectres de masse effective de 2 particules et les impulsions longitudinales pour les réactions $\pi^+ p \rightarrow p + (n-1)\pi$ à 8 GeV/c et $K^- p \rightarrow \Lambda + (n-1)\pi$ à 6 GeV/c, quand n varie de 3 à 6.

Nous avons utilisé pour h la valeur préconisée par CHAN et al., soit 0.077. Nous avons recherché les valeurs de b et des coefficients correspondant aux taux de résonances ρ et f qui permettaient une description correcte de la plupart des distributions que nous avons étudiées, et adopté finalement :

$$b = 4 \text{ GeV}^2$$

$$\gamma_{\rho^0} = 0.75$$

$$\gamma_{f^0} = 0.55$$

Les prédictions correspondantes sont reportées sur les figures 31 à 38. Le spectre de la masse effective $\pi^+ \pi^-$ est très bien reproduit dans la région des faibles masses, comme le montre la figure 38. Nous avons alors examiné si l'introduction du g^0 permettait de rendre mieux compte de cette distribution dans la région située au-delà du f^0 . Il n'en est rien. Nous verrons d'ailleurs un peu plus loin qu'une autre modification du modèle multipériphérique donne un résultat analogue dans cette région.

On a donc, par cette méthode d'introduction des résonances amélioré la description des spectres suivants :

- impulsions longitudinale et transverse
- angle d'ouverture de 2 pions
- masse effective du système $\pi^+ \pi^-$

mais les distributions de l'angle d'émission des pions et de la masse effective $\pi^\pm \pi^\pm$ restent mal reproduites.

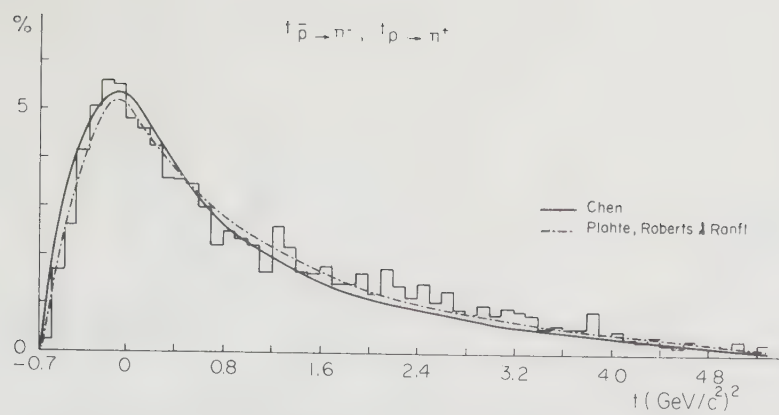


Fig. 31 - Quadrимомента transferredes de l'antiproton au π^- et du proton au π^+

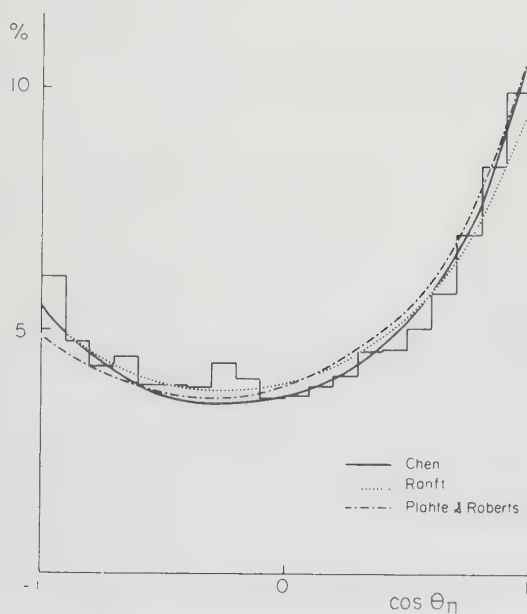


Fig. 32 - Cosinus de l'angle d'émission des π

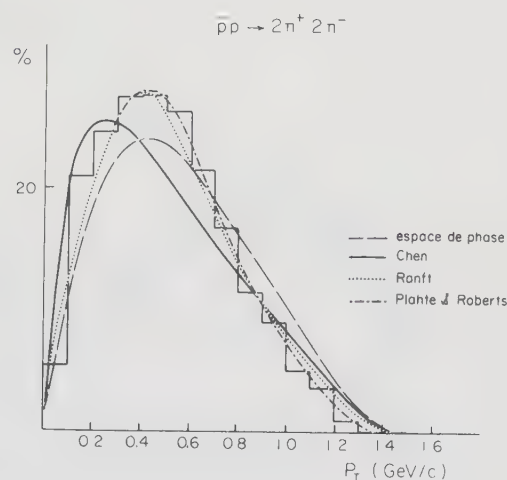


Fig. 33 - Impulsion transverse des π

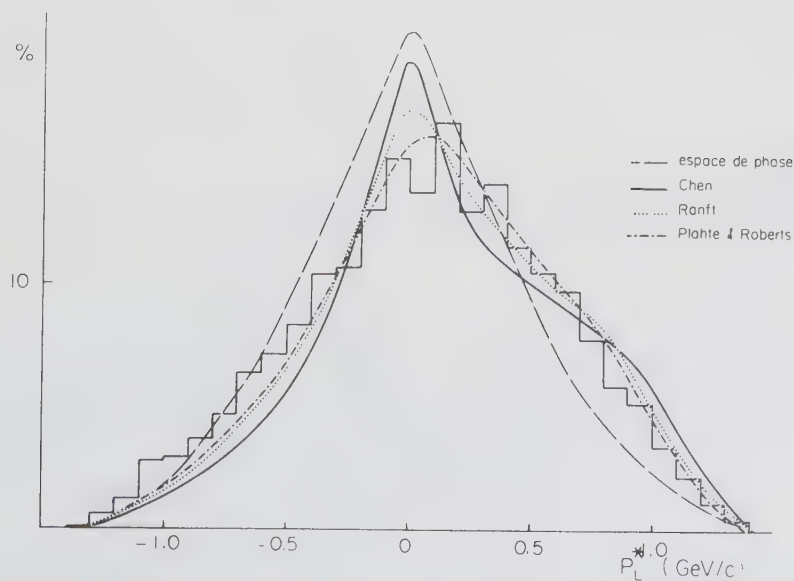


Fig. 34 - Impulsion longitudinale des π

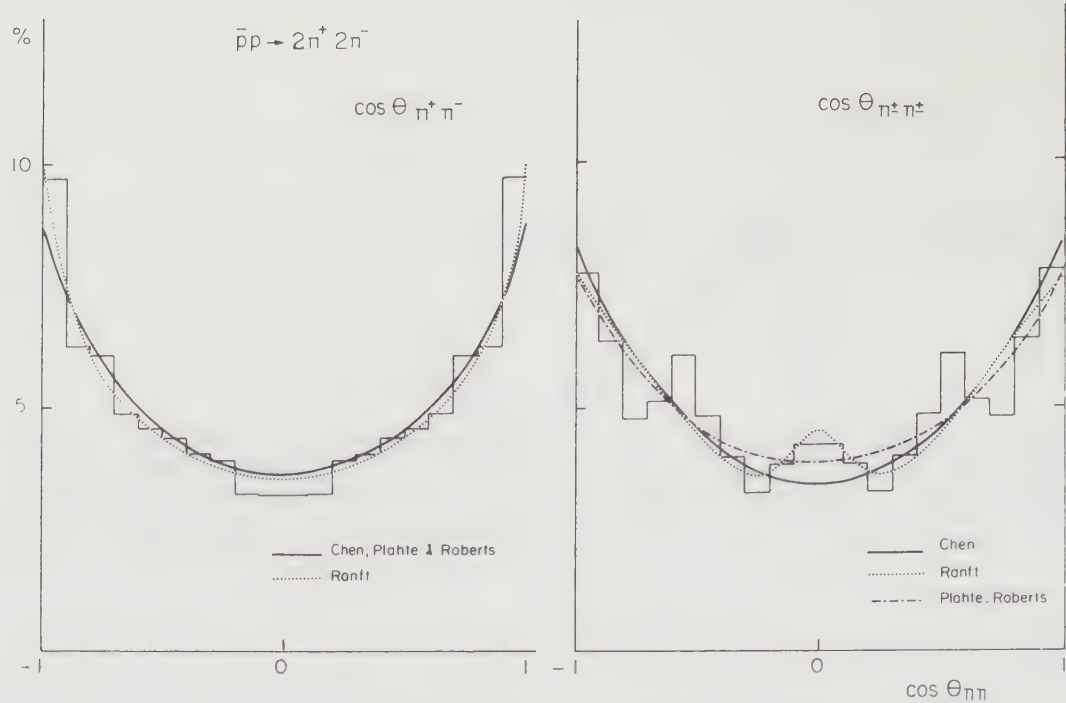


Fig. 35 - Cosinus de l'angle d'émission des dipions.

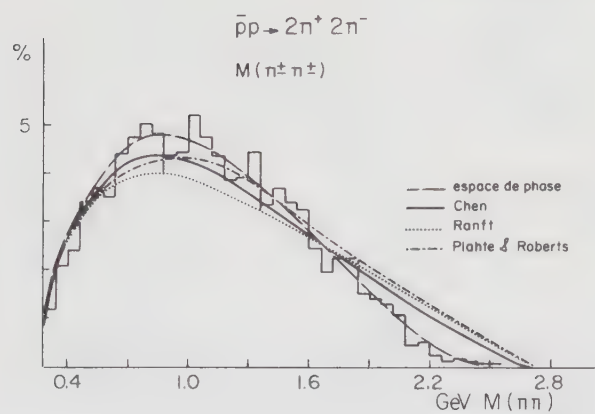


Fig. 36 - Masse effective du système $\pi^+ \pi^-$

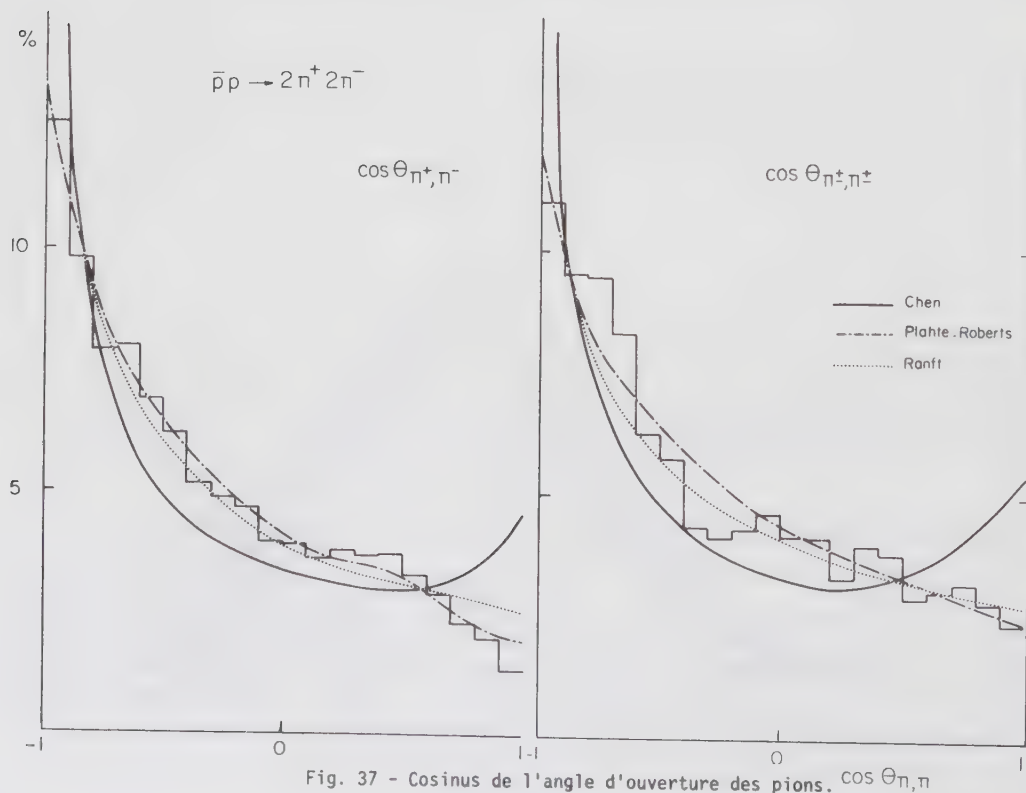


Fig. 37 - Cosinus de l'angle d'ouverture des pions.

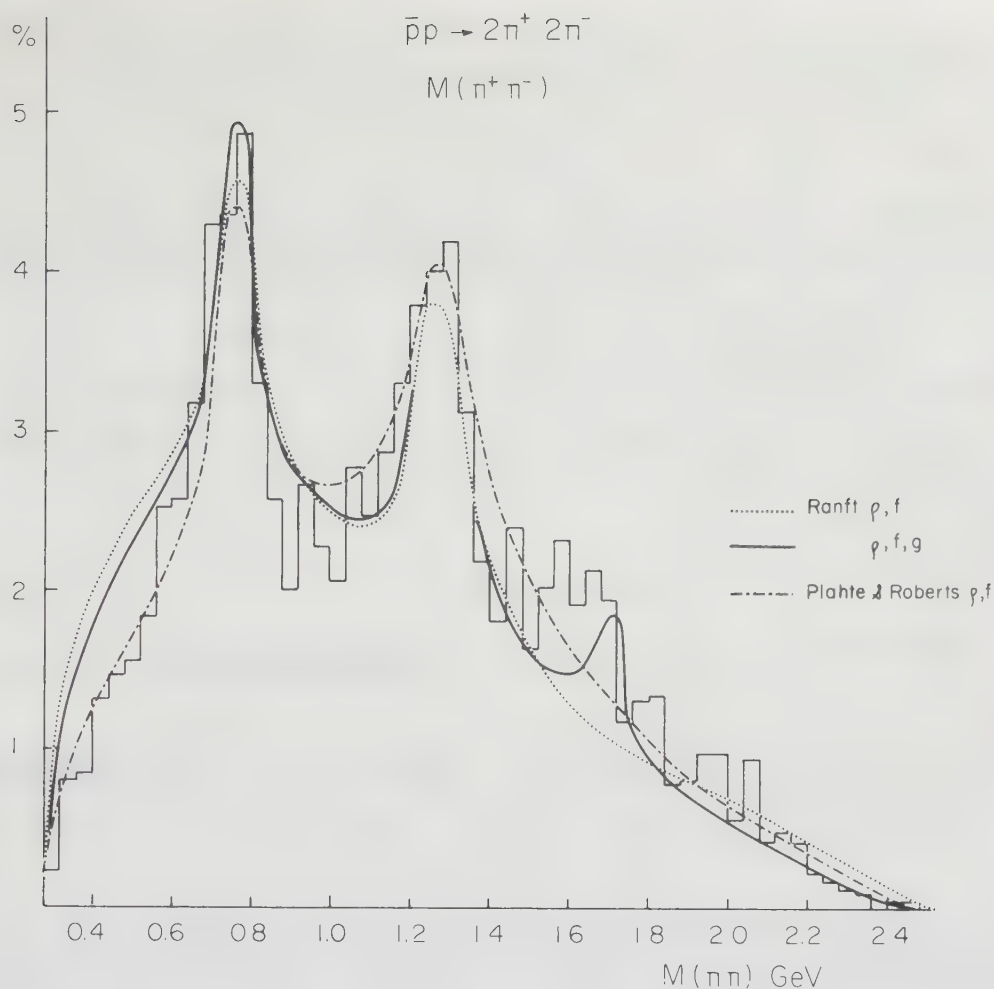


Fig. 38 - Masse effective du système $\pi^+ \pi^-$

c) Introduction des résonances par G. RANFT

G. RANFT a proposé pour décrire la réaction $\bar{p}p \rightarrow 4\pi$ à 5.7 GeV/c, réaction dans laquelle les résonances ρ^0 et f^0 sont produites, une formulation simple qui lui a permis de reproduire les distributions suivantes :

- masse effective du dipion $\pi^+ \pi^-$
- impulsions longitudinale et transverse des pions
- cosinus de l'angle d'ouverture de 2 pions
- quadrimoments transférés

La distribution angulaire, par contre, n'a pu être convenablement représentée. En plus des paramètres du modèle de CHAN et al qu'elle fixe d'ailleurs à des valeurs différentes, G. RANFT introduit des paramètres correspondant aux proportions de production des 2 résonances et au fond non résonnant.

Nous avons tout d'abord essayé, en conservant pour les paramètres a , b et h les valeurs proposées par CHAN et al ($a=1 \text{ GeV}^2$, $b =$ compris entre 0.5 et 2 GeV^2 , $h=0.077$), de déterminer les paramètres qui représentent les taux de production du ρ^0 et du f^0 supposés seuls présents, c'est-à-dire que nous avons cherché à obtenir surtout une représentation satisfaisante du spectre $\pi^+ \pi^-$. Cette recherche qui se fait à l'aide du programme FOWL déjà cité, est assez longue car il est difficile de modifier plus d'un paramètre à la fois, si l'on veut connaître précisément les conséquences d'une telle modification.

Abandonnant cette méthode, nous avons alors abordé le problème différemment en cherchant à préciser tout d'abord les valeurs de b et de h qui convenaient le mieux à notre expérience.

Ces deux paramètres agissent fortement sur la distribution de t , quadrimoment transféré de l'antiproton au π^- (ou du proton au π^+), et sur la distribution angulaire. Notre choix s'est finalement porté sur les valeurs suivantes :

$$b = 2.1 \text{ GeV}^2$$

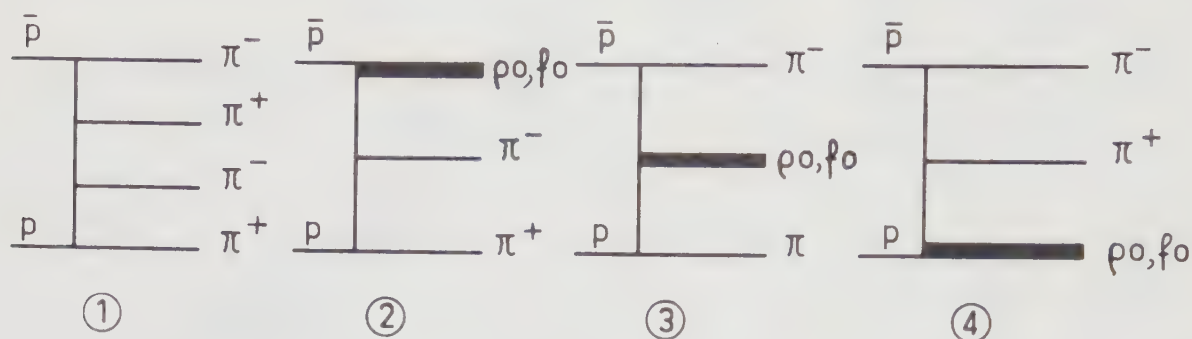
$$h = 0.05$$

Pour les valeurs $\gamma = 1$, $R_1 = 5$ et $R_2 = 3$ des coefficients correspondant aux taux de fond non résonnant et des résonances ρ^0 et f^0 , ces valeurs de b et de h donnent par ailleurs des descriptions assez satisfaisantes des distributions suivantes (fig. 33, 34, 35 et 36):

- angles d'ouverture de 2 pions
- angles d'émission des dipions
- impulsions transverse et longitudinale.

Le spectre de masse du dipion $\pi^\pm\pi^\pm$ est par contre très mal représenté.

L'amplitude de réaction, telle que l'a écrit G. RANFT, peut être décomposée en amplitudes partielles qui correspondent aux 4 types de graphes suivants :



Sachant que 78 % des états finals paraissent être des états à 3 et 4 corps ($\rho^0 2\pi$, $f^0 2\pi$, $g^0 2\pi$, 4π), nous avons utilisé cette propriété de l'amplitude pour voir si l'on peut mettre en évidence la prédominance de certains de ces graphes. Le premier correspond à un fond non résonnant, les autres à l'émission d'une résonance.

Pour cela, nous avons engendré, à l'aide du programme FOWL, les distributions suivantes, pour chacun des 7 graphes possibles :

- masse effective du dipion $\pi^+\pi^-$
- t
- $\cos \theta_\pi$, cosinus de l'angle d'émission des π

Nous avons ensuite ajusté en même temps les 3 distributions expérimentales correspondantes à l'aide de 7 paramètres. Notons que la distribution de $\cos \theta_\pi$ est plus particulièrement sensible au type du graphe : au graphe 3 par exemple, correspond une distribution angulaire sans remontée arrière.

Nous avons obtenu une description assez satisfaisante des distributions de t et de $\cos \theta_\pi$, mais il nous a paru intéressant d'introduire la contribution du g , bien que l'état final $g^0 2\pi$ semble inexistant, car les régions de masse effective situées au-delà du f^0 et au début du spectre restent mal représentées. Ceci introduit 3 nouveaux paramètres. Les ajustements des distributions de t et de $\cos \theta_\pi$ ne sont pas sensiblement modifiés et le spectre de masse effective $\pi^+\pi^-$ reste mal décrit. Les courbes des figures 31, 32 et 38 correspondent au meilleur résultat obtenu. Nous reportons par ailleurs dans le tableau suivant les proportions des graphes 1, 3 et de l'ensemble des graphes 2 et 4, proportions qui sont normalisées à 100.

Graphe 1	Graphe 3 (ρ^0)	Graphe 2 + Graphe 4 (ρ^0)	Graphe 3 (f^0)	Graphe 2 + Graphe 4 (f^0)	Graphe 3 (g^0)	Graphe 2 + Graphe 4 (g^0)
17	0.3	41	0.7	41		
13.5	8.5	27	8.5	33	0	9.5

La représentation de la masse effective $\pi^+\pi^-$ que nous obtenons ne nous permet pas d'attribuer à ces chiffres une valeur autre qu'indicative. Cependant il nous semble intéressant de rappeler que pour obtenir une représentation à peu près correcte de la distribution angulaire des pions, il est nécessaire d'accorder plus de poids aux graphes dans lesquels la résonance est produite à un vertex du type Nucléon - π - Nucléon.

Si l'on compare maintenant l'ensemble des résultats obtenus par cette méthode à ceux du modèle multipériphérique sans résonance, on voit qu'on a pu améliorer sensiblement la représentation des quantités suivantes :

- quadrimoment transféré ($t_{\bar{p} \rightarrow \pi^-}$, $t_{p \rightarrow \pi^+}$)
- impulsion transverse
- cosinus de l'angle d'ouverture de 2 pions
- cosinus de l'angle d'émission des dipions $\pi^\pm \pi^\pm$

Les distributions de l'impulsion longitudinale, de l'angle d'émission des dipions $\pi^+\pi^-$, du cosinus de l'angle d'émission des π , de la masse effective du système $\pi^\pm \pi^\pm$ ont peu varié.

d) Conclusion

Les comparaisons que nous venons de faire entre les prédictions d'un modèle multirégge et nos données nous apportent donc diverses informations.

La première est qu'il est possible de reproduire à peu près, à l'aide de ce modèle, les distributions d'un certain nombre de quantités physiques de natures différentes (angles, impulsions, quadrimoments transférés). L'introduction des résonances est nécessaire pour améliorer la description des impulsions, des angles d'ouverture entre pions et de la masse effective du dipion $\pi^+\pi^-$. Pour cette dernière distribution, la première des 2 méthodes utilisées donne un bien meilleur résultat dans la région des faibles masses.

Cependant, la qualité de certaines représentations reste médiocre. Si on l'attribue à une mauvaise optimisation de l'ensemble des paramètres, il paraît pourtant difficile d'expliquer ainsi le désaccord total qui se manifeste uniquement pour la distribution de la masse effective des dipions $\pi^+\pi^+$ et $\pi^-\pi^-$, quantité par ailleurs assez bien décrite par le modèle statistique. Deux autres modèles {22,23} réalisent sous des formes un peu différentes l'introduction des résonances dans l'amplitude de réaction. Les allures qu'ils prévoient pour cette même distribution sont, elles aussi, sans rapport avec la distribution expérimentale. Il faut donc souligner l'importance de cette quantité dont il semble difficile jusqu'à présent d'obtenir une description satisfaisante et qu'il faut peut-être considérer comme un des tests décisifs de la validité d'un modèle.

Il nous semble par contre que, dans la distribution de la masse effective du dipion $\pi^+\pi^-$, le mauvais résultat obtenu dans la région 1500-1700 MeV est imputable au fait que l'hypothèse d'une seule résonance, le g , produite dans des états finals $g2\pi$, est insuffisante.

A P P E N D I C E

On définit les sous-énergies $s_i^{(c)}$ de la façon suivante :

$$s_i^{(c)} = (r_i + q_{i+1})^2 - (v_i + \mu_{i+1})^2 \quad i=1,2,\dots,n-1$$

avec

$$r_1 = p_1$$

$$v_1 = m_1$$

$$r_2 = p_2 + \frac{a}{s_1 + a} r_1$$

$$v_2 = m_2 + \frac{a}{s_1 + a} v_1$$

$$r_3 = p_3 + \frac{a}{s_2 + a} r_2$$

$$v_3 = m_3 + \frac{a}{s_2 + a} v_2$$

$$r_n = p_n + \frac{a}{s_{n-1} + a} r_{n-1}$$

$$v_n = m_n + \frac{a}{s_{n-1} + a} v_{n-1}$$

$$q_n = p_n$$

$$\mu_n = m_n$$

$$q_{n-1} = p_{n-1} + \frac{a}{s_{n-1} + a} q_n$$

$$\mu_{n-1} = m_{n-1} + \frac{a}{s_{n-1} + a} \mu_n$$

$$q_{n-2} = p_{n-2} + \frac{a}{s_{n-2} + a} q_{n-1}$$

$$\mu_{n-2} = m_{n-2} + \frac{a}{s_{n-2} + a} \mu_{n-1}$$

$$q_1 = p_1 + \frac{a}{s_a + a} q_2$$

$$\mu_1 = m_1 + \frac{a}{s_1 + a} \mu_2$$

$$A_i^{(c)} = \left(\frac{g_i s_i + ca}{s_i + a} \right) \left(\frac{s_i^{(c)} + a}{a} \right)^{\alpha_i} \left(\frac{s_i^{(c)} + b_i}{b_i} \right)^{t_i}$$

REFERENCES DU CHAPITRE III

1. E. FERMI, Progr. of Theor. Phys. 5 (1950) 570
2. Z. KOBA, G. TAKEDA, Progr. of Theor. Phys. 19, 3 (1958) 269
3. STAJANO - Nuovo Cimento 28 (1963) 197
Nuovo Cimento 24, 5 (1962) 1978
4. B.C. MAGLIC , G.R. KALBFLEISCH, M.L. STEVENSON,
Physical Review Letters 7 (1961) 137
5. H. PILKUHN, Arkiv för Fysik 23, 25 (1962) 259
6. N.H. XUONG, G.R. LYNCH, Physical Review Letters 7 (1961) 327
B.C. MAGLIC, L.W. ALVAREZ, A.M. ROSENFELD, M.L. STEVENSON,
Physical Review Letters 7 (1961) 178
7. S. MINAMI, Nuovo Cimento, 40A, 1 (1965) 299
8. V. BERZI, E. RECAMI, Preprint INFN/AE- 6712 Milan (1967)
9. H.R. RUBINSTEIN, H. STERN, P.L. 21 (1966) 447
10. M. GELL-MANN, P.L. 8 (1964) 214
11. J. HARTE, R.H. SOCOLOW, J. VANDERMEULEN, Nuovo Cimento X, 49 (1967) 555
12. V. ALLES-BORELLI, B. FRENCH, A. FRISK, L. MICHEJDA, E. PAUL
Nuovo Cimento 50A (1967) 776, P.L. 20 (1966) 557
13. T. REGGE, Nuovo Cimento 14 (1959) 951
" " 18 (1960) 947
14. H.M. CHAN, J. ŁOSKIEWICZ, W.W. ALLISON, Nuovo Cimento Vol. 57A (1968) 93
15. E.K. PLAhte, R. G. ROBERTS - Nuovo Cimento 60A (1969) 33
16. F.C. CHEN, Nuovo Cimento 62A (1969) 113
17. G. RANFT - Nuovo Cimento 58A (1968) 425
18. G. VENEZIANO - Nuovo Cimento 57A, n°1 (1968) 190
19. J.F.L. HOPKINSON, R.G. ROBERTS - Lettere al Nuovo Cimento
Serie I, 2 (1969) 466
20. H.M. CHAN - Collisions at high energy
Conference Internationale de Vienne (1968)
- High Energy reactions and Regge poles
CERN 67-16 (1967)
21. L. VAN HOVE - General Theoretical situation in High Energy, Two-body reactions
- Stony Brook Conference on High Energy , Two-body reactions (1966)
- Topics on Regge-pole theory of high energy scattering
CERN 68-31 (1968).
22. E. PLAhte, R.G. ROBERTS - Nuovo Cimento Letters 1 (1969) 187
23. R.G. ROBERTS - Nuovo Cimento Letters 1 (1969) 364.

C O N C L U S I O N

Grâce à une statistique élevée, nous avons pu contribuer, sur quelques points précis, à la connaissance de la production des résonances dans les annihilations $\bar{p}p$ donnant 4 pions chargés dans l'état final.

Utilisant différentes méthodes, nous avons cherché à évaluer le plus exactement possible les sections efficaces de production des résonances ρ , f et ω . Nous avons relevé la présence du g dont le mode de désintégration en 2 pions n'a encore jamais été signalé dans les expériences d'annihilation.

L'abondance des résonances nous a fait rechercher si deux d'entre elles peuvent être produites simultanément. Nous avons pu mettre ce phénomène en évidence et il nous paraît important de rappeler en particulier l'existence des voies $f^0 f^0$ (10 % des annihilations en 4π) et $\rho^0 \rho^\pm \pi^\mp$ (18 % des annihilations en 5π). Nous avons par ailleurs calculé les valeurs des sections efficaces des autres voies possibles par lesquelles l'annihilation se fait. Il faut remarquer à ce propos la faible contribution des annihilations directes en 4 et 5π .

Nous avons enfin comparé des distributions relatives à la réaction $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ aux prédictions correspondantes du modèle multirégge de CHAN et al, modifié afin de tenir compte de la production de résonances. Sous sa forme actuelle, avec les modifications utilisées, on pourrait conclure que ce modèle convient pour décrire les annihilations en 4 pions si l'une des distributions considérées, celle de la masse effective des dipions $\pi^+ \pi^+$ et $\pi^- \pi^-$, ne restait si mal représentée. L'introduction des résonances par d'autres méthodes conduisant au même désaccord, l'importance de cette quantité nous paraît certaine. Néanmoins, dans la mesure où le modèle évoqué semble être pour le moment le meilleur outil dont nous disposons pour interpréter le mécanisme de ce type de réaction, nous pensons qu'il peut être intéressant de poursuivre l'étude de ce point particulier en introduisant par exemple la contribution de la trajectoire du Δ_{1234}^{++} et en recherchant une meilleure optimisation des paramètres.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé

Paris, le 22 Décembre 19..70

Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Paris

L. GAUTHIER

Vu
et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris
R. MALLET

